CHAOTISCHES VERHALTEN BEIM JOSEPHSONEFFEKT

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

CHRISTOPH NÖLDEKE
aus Pforzheim

1986

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543904_0094

CHAOTISCHES VERHALTEN BEIM JOSEPHSONEFFEKT

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

CHRISTOPH NÖLDEKE
aus Pforzheim

1986

Tag der mündlichen Prüfung: 14.2.1986

Dekan:	Prof.Dr. H.Ruder
1. Berichterstatter	Prof.Dr. R.P.Hübener
2. Berichterstatter	Prof.Dr. W.Güttinger

Abstract

Nöldeke, Christoph:

Chaotisches Verhalten beim Josephsoneffekt

Ein extern getriebenes Josephsonelement kann als nichtlineares, dissipatives System chaotisches Verhalten zeigen. Im Rahmen von Simulationsuntersuchungen des RCSJ-Modells eines Josephsonkontakts können typische chaotische Szenarien wie Bifurkationskaskaden und Intermittenz beobachtet werden. In dieser Arbeit werden mit Hilfe des stroboskopischen "return map"-Verfahrens einfache Intermittenztypen und ihre Auswirkung auf die Strom-Spannungskennlinie des Kontakts untersucht. Es gelingt erstmals, für das Josephsonmodell die Typ-III-Intermittenz nachzuweisen.

Im Tieftemperaturexperiment an Sn/Ox/Sn-Tunnelkontakten wird bei einer Mikrowelleneinstrahlung von 10 GHz der Übergang vom regulären in den chaotischen Bereich nachgewiesen. Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, daß der kritische Suprastrom des Tunnelkontakts über die Temperatur des Heliumbades eingestellt und so die Parameter des Kontakts während des Experiments variiert werden können.

Anhand der bisher bekannten Daten wird der Parameterbereich des chaotischen Verhaltens ermittelt und mit den Ergebnissen von RCSJ-Simulationen verglichen.

Inhalt Seite

Vorbemerkung 1

1. Nichtlineare Dynamik am Beispiel des RCSJ-Modells 2
1.1 Einführung 2
1.2 Modell 2
1.3 Simulation 5
1.4 Ergebnisse der Simulation- charakteristische chaotische Szenarien 7

2. Bisherige Untersuchungen 19
2.1 Simulation 19
2.2 Experiment 20
2.3 Zweck der vorliegenden experimentellen Arbeit 22

3. Experiment 23
3.1 Auswahl des Materials: Sn/Ox/Sn-Tunnelkontakte 23
3.2 Experimentelle Technik 24

4. Ergebnisse und Diskussion 28
4.1 Generelles Verhalten der I-V-Kennlinie, Einfluß der Mikrowelleneinstrahlung 28
4.2 Detailliertes Verhalten der I-V-Kennlinien im Grenzfall schwacher Hysterese 32
4.3 Vergleich Experiment-Simulation 39
4.4 Rauschmessungen 49

5. Parameterbereich des chaotischen Verhaltens 51

Zitate 54

Vorbemerkung

In dieser Arbeit wird das chaotische Verhalten von Josephsonkontakten untersucht. Dieses Thema war in den letzten fünf Jahren Gegenstand regen Interesses; während dieses Zeitraums erschienen etwa 50 Arbeiten. In der vorliegenden Arbeit werden folgende neuen Ergebnisse berichtet:

Es gelang im Rahmen von Simulationsexperimenten erstmals, die (nach Pomeau und Manneville (PM80) klassifizierte) Typ-III-Intermittenz für das Josephsonmodell nachzuweisen. Ferner konnte sowohl im Fall der Typ-I- als auch im Fall der Typ-III-Intermittenz ein Zusammenhang zwischen dem Skalenverhalten der Intermittenz und dem Spannungsanstieg der I-V-Kennlinie nachgewiesen werden. Diese Ergebnisse entstanden in Zusammenarbeit mit H.Seifert und sind vorab veröffentlicht (SN84, NS85).

Bei Experimenten an Sn/Oxid/Sn-Tunnelkontakten konnten erstmals systematische Daten über die Abhängigkeit des Auftretens chaotischer Bereiche vom Hystereseparameter β_c und von der Amplitude der eingestrahlten Mikrowelle gewonnen werden. Insbesondere war es erstmals möglich, den Übergang vom regulären zum chaotischen Verhalten innerhalb eines Experiments zu beobachten. Eine Vorabveröffentlichung ist erschienen(N85).

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

Teil 1 enthält eine phänomenologische Einführung in das chaotische Verhalten des RCSJ-Josephsonmodells. Dabei werden die Ergebnisse der Simulation dargestellt.
Teil 2 beinhaltet eine Diskussion des aktuellen Forschungsstands.
In Teil 3 wird das im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Experiment motiviert und beschrieben.
Teil 4 enthält die experimentellen Ergebnisse; diese werden diskutiert und mit Simulationsexperimenten verglichen.
In Teil 5 werden die bisher aus der Literatur bekannten Daten (einschließlich der hier vorgelegten) kompiliert, um den Parameterbereich des chaotischen Verhaltens zu ermitteln.

1. Nichtlineare Dynamik am Beispiel des RCSJ-Modells

1.1 Einführung

Nichtlineare physikalische Systeme besitzen im allgemeinen eine komplexe Dynamik. So koppeln beispielsweise verschiedene Moden (Mischen); spontane Strukturbildung und chaotische Bewegungsabläufe treten auf. Das letztere Verhalten ist insbesondere für dissipative, getriebene dynamische Systeme typisch. Charakteristisch ist dabei der Übergang von zeitlich periodischem zu chaotischem Verhalten, wenn äußere Bedingungen (Kontrollparameter) geändert werden. Diese Übergänge ordnen sich in bestimmten Szenarien.

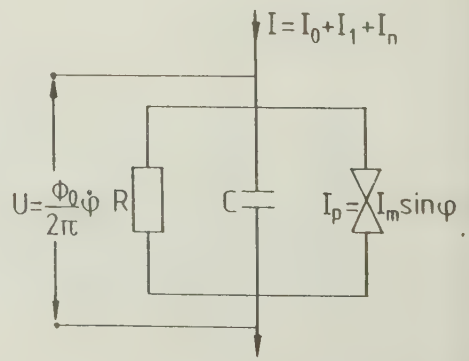
In dieser Arbeit wird das System des periodisch getriebenen Josephsonkontaktes untersucht. Die mathematischen Grundlagen der nichtlinearen, chaotischen Dynamik werden nicht behandelt (siehe etwa Sch84 und R84); stattdessen sollen die auftretenden Phänomene anhand typischer Beispiele erläutert werden, die aus Simulationsexperimenten gewonnen werden. Als Grundlage der Simulation dient das bekannte RCSJ-Modell (resistively and capacitively shunted junction). Die Physik des Josephsonkotaktes findet man in zwei Monographien beschrieben (DT81 und BP82).

1.2 Modell

Das RCSJ-Modell eines stromgesteuerten Josephsonkontaktes ist durch folgende Schaltung definiert:

Bild 1.1 RCSJ-Modell

I_o: Gleichstrom
I_1: Wechselstrom
I_n: Rauschstrom
I_p: Paarstrom
I_m: maximaler Paarstrom
ϕ : Phasendifferenz der supraleitenden Wellenfunktion und
U : Spannung zwischen den Kontakten
$\Phi_o = h/2e$: supraleitendes Flußquant



R und C bezeichnen den ohmschen Widerstand und die Kapazität, ϕ die Phasendifferenz der supraleitenden Wellenfunktion zwischen den beiden Seiten des Kontakts und U die elektrische Spannung über dem Kontakt. Das eigentliche Josephsonverhalten wird durch die Beziehung

$$I_p = I_m \sin\phi \qquad (1.2.1)$$

zwischen Paarstrom (Suprastrom) I_p und Phasendifferenz ϕ eingeführt; dabei bezeichnet I_m den maximal möglichen Paarstrom. Die Spannung U ist nach dem Induktionsgesetz durch die zeitliche Änderung des Magnetflusses $\Phi_o\phi/2\pi$ durch den Kontakt gegeben:

$$U(t) = \frac{1}{2\pi}\Phi_o\dot{\phi} \; . \qquad (1.2.2)$$

Der Strom I wird aufgeprägt und kann eine Gleich-, Wechsel- und Rauschkomponente enthalten

$$I(t) = I_o + I_1 \sin(2\pi\nu_1 t) + I_n(t) \; . \qquad (1.2.3)$$

Stellt man die Strombilanz des Kreises (Bild 1.1) auf, so erhält man

$$\frac{1}{2\pi}\Phi_o C\ddot{\phi} + \frac{\Phi_o}{2\pi R}\dot{\phi} + I_m \sin\phi = I(t) \; . \qquad (1.2.4)$$

Auf der linken Seite von (1.2.4) stehen der Reihe nach der Verschiebungsstrom durch den Kondensator, der Strom durch den ohmschen Widerstand und der eigentliche Josephsonstrom. Es ist üblich (siehe z.B K1'81), normierte Größen einzuführen:

$$\beta_c = \frac{2\pi R^2 I_m C}{\Phi_o} \qquad \text{(McCumber-Parameter)}$$

$$\nu_J = \frac{\Phi_o}{R I_m} \qquad \text{(charakteristische Frequenz)}$$

$$i_k = \frac{I_k}{I_m} \qquad \text{(normierter Strom; k=0,1,n)}$$

$$v = \frac{U}{R I_m} \qquad \text{(normierte Spannung)}$$

$$\xi_1 = \frac{\nu_1}{\nu_J} \qquad \text{(normierte Frequenz)}$$

Mit diesen Definitionen gehen (1.2.3) und (1.2.4) in ihre normierten Fassungen über:

$$v = \dot{\phi} \qquad (1.2.5)$$

und

$$\beta_c \ddot{\phi} + \dot{\phi} + \sin\phi = i_o + i_1 \sin(\xi_1 \tau) + i_n(\tau) \qquad (1.2.6)$$

Differenziert wird jetzt bezüglich der normierten Zeit $\tau = 2\pi\nu_J t$. Gl.(1.2.6) entspricht der Bewegungsgleichung eines gedämpften, getriebenen Pendels. Für kleine Auslenkungen ($i_o = 0$, $i_1 << 1$) und bei Vernachlässigung des Einflusses der Dämpfung auf die Resonanz ist die Eigenfrequenz des Pendels

$$\nu_{pl} = \left(\frac{I_m}{2\pi\Phi_o C}\right)^{1/2} \qquad (1.2.7)$$

Sie wird für den Josephsonoszillator als Plasmafreqenz bezeichnet; sie ist in normierten Einheiten

$$\xi_{pl} = \beta_c^{-1/2} \qquad (1.2.8a)$$

Für $0 < i_o < 1$ läßt sich eine reduzierte Plasmafrequenz

$$\xi_{pl}(i_o) = \xi_{pl}(0)(1-i_o^2)^{1/4} \qquad (1.2.8b)$$

definieren, die kleine Schwingungen um ein lokales Minimum des mit der Steigung i_o gekippten periodischen Potentials ("Waschbrettmodell", DT81) beschreibt.

1.3 Simulation

a) Analogsimulation

Seifert (S83) hat das RCSJ-Modell in eine leistungsfähige Analogsimulation umgestzt. Hier soll nur prinzipiell die Wirkungsweise erläutert werden. Dazu ist in Bild 1.2 das Blockschaltbild wiedergegeben.

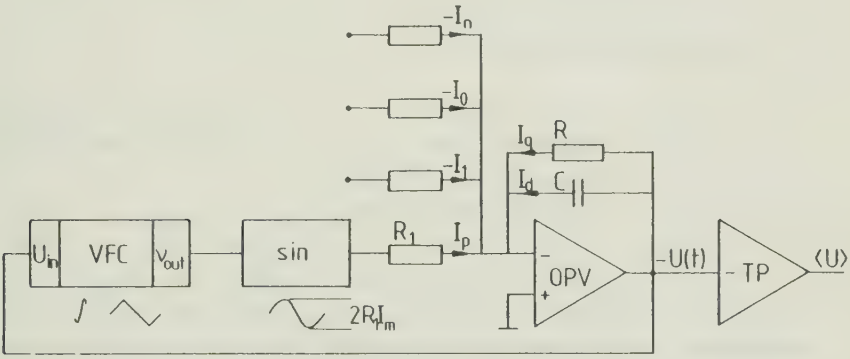


Bild 1.2 Analogsimulation (Seifert): Alle Stromkomponenten werden auf den Summationspunkt des Operationsverstärkers (OPV) eingespeist. Der Josephsonstrom $I_p=I_m\sin\phi$ wird aus dem Spannungssignal $U(t)=\Phi_o\dot{\phi}/2\pi$ durch Integration und Sinusformung erzeugt. Ein Tiefpaß (≈1Hz) detektiert die Gleichspannung <U> am Ausgang des Operationsverstärkers, der mit R und C gegengekoppelt ist.

Auf den Summationspunkt (-) des mit R und C gegengekoppelten Operationsverstärkers werden Gleich-, Wechsel- und gegebenenfalls Rauschstrom (I_o, I_1 und I_n) sowie Verschiebungsstrom I_d, Quasiteilchenstrom I_q und Suprastrom I_p eingespeist, so daß (1.2.3) und (1.2.4) erfüllt sind. Die Ausgangsspannung $U=RI_q$ ist in Phase mit dem Quasiteilchenstrom I_q. Im VFC (voltage to frequency converter) wird U(t) zeitintegriert und in ein periodisches Signal umgeformt; im Sinusformer wird daraus das Paarstromsignal. Das Spannungs-Frequenz-Verhältnis des VFC bestimmt den Wert des Flußquants Φ_o im Simulationsexperiment und kann, ebenso wie der maximale Paarstrom I_m, in gewissen Grenzen variiert werden. Ein Zahlenbeispiel möge die in der Simulation auftretenden Größen ver-

deutlichen: Man wählt $R=5k\Omega$, $C=10nF$, $\Phi_0=10^{-3}Vs$ und $R_1I_m=3.18V$. Es ergibt sich $\beta_c=0.5$ und $\nu_J=1.6kHz$ sowie $RI_m=1.6V$. Für eine externe Frequenz von $\nu_1=1.6$ kHz erhält man $\xi_1=1.0$; die Plasmafrequenz ist $\nu_{p1}=2.25kHz$. In einem realen Experiment an einem Tunnelkontakt mit $\beta_c=0.5$ (dies entspricht einem Experiment sehr nahe an der kritischen Temperatur des Supraleiters) ist $\Phi_0=2.07x10^{-15}$ Typische Parameter sind $R=0.3\Omega$, $C=37pF$ und $I_m=50\mu A$. Die Plasmafrequenz ist $\nu_{p1}=10GHz$; bei einer externen Frequenz von $\nu_1=7.3GHz$ erhält man $\xi_1=1$.

b) Digitale Simulation

Mit der Substitution $v=\dot{\phi}$ (1.2.5) geht (1.2.6) in ein System von zwei gekoppelten gewöhnlichen Differentialgleichungen erster Ordnung über (hier sei $i_n=0$ gesetzt):

$$\dot{\phi} = v \qquad (1.3.1)$$

$$\dot{v} = \beta_c^{-1}(i_0 + i_1\sin(\xi_1\tau) - v - \sin\phi) \qquad (1.3.2)$$

Das System kann numerisch gelöst werden. Dazu wird ein Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung mit fester Schrittweite verwendet. Als Anfangswerte wird stets $v(0)=\phi(0)=0$ eingesetzt, Transienten werden unterdrückt. Die mittlere Gleichspannung $\langle v\rangle$ wird ebenfalls berechnet. So lassen sich für einen festen Parametersatz (β_c, i_1, ξ_1) z.B. Strom-Spannungs-Kennlinien ($\langle v\rangle$ als Funktion von i_o) ermitteln.

1.4 Ergebnisse der Simulation- charakteristische chaotische Szenarien

In Bild 1.3a ist eine Strom-Spannungskennlinie dargestellt. In Bild 1.3b ist die zeitabhängige Spannung $v(\tau_n)$ stroboskopisch als Funktion des Gleichstroms i_o aufgetragen; dabei ist $\tau_n = 2\pi n \xi_1^{-1}$, die Spannung wird also in jedem zweiten Nulldurchgang des antreibenden Wechselstroms gemessen. Wodurch zeichnet sich das beobachtete Verhalten aus, wo treten Unterschiede zum bekannten regulären Verhalten des Josephsonkontaktes auf? Die beobachteten Phänomene werden im folgenden beschrieben:

Subharmonische Stufen

Für $i_o > 1.04$ ist eine reguläre hochfrequenzinduzierte Spannungsstufe (Shapirostufe, siehe z.B.DT81) zu erkennen, für $i_o < 0.88$ ist $\langle v \rangle = 0$. Dazwischen weist die Kennlinie eine reiche Struktur auf. So gibt es subharmonische Spannungsstufen der Höhe $\langle v \rangle = \frac{p}{q}\xi_1$ (p,q sind ganze Zahlen, p/q heißt Windungszahl), die auch unterbrochen sein können. Zwischen den Stufen tritt eine komplizierte Struktur auf, die scharfe Nadeln und Bereiche mit negativ differentiellem Widerstand umfaßt ($\frac{d\langle v \rangle}{di_o} < 0$). Ursprünglich waren nur reguläre Spannungsstufen (Shapirostufen) der Höhe $v_n = n\xi_1$ und (nicht streng) monotone Kennlinien bekannt, wobei die Stufen mit der Hochfrequenzamplitude moduliert sind (DT81, BP82).

Betrachtet man die stroboskopische Darstellung, so erkennt man, daß $v(\tau_n)$ auf den harmonischen Stufen ($n=0,1$) eindeutig ist. Dies ist einfach ein Ausdruck dafür, daß das System der eingestrahlten Frequenz ξ_1 folgt (für Stufen der Höhe $n\xi_1$ ist das System entsprechend auf eine Harmonische von ξ_1 synchronisiert). Im allgemeinen verhalten sich die internen und externen Frequenzen auf einer subharmonischen wie

$$\xi_{int} = \frac{p}{q}\xi_1 \,, \qquad (1.4.2)$$

solange keine Bifurkationen auftreten. Die Rolle von subharmonischen Stufen am Einsatzpunkt des chaotische Verhaltens wird in Ref.AL85 ausführlicher diskutiert ("devils' staircase"- Szenario).

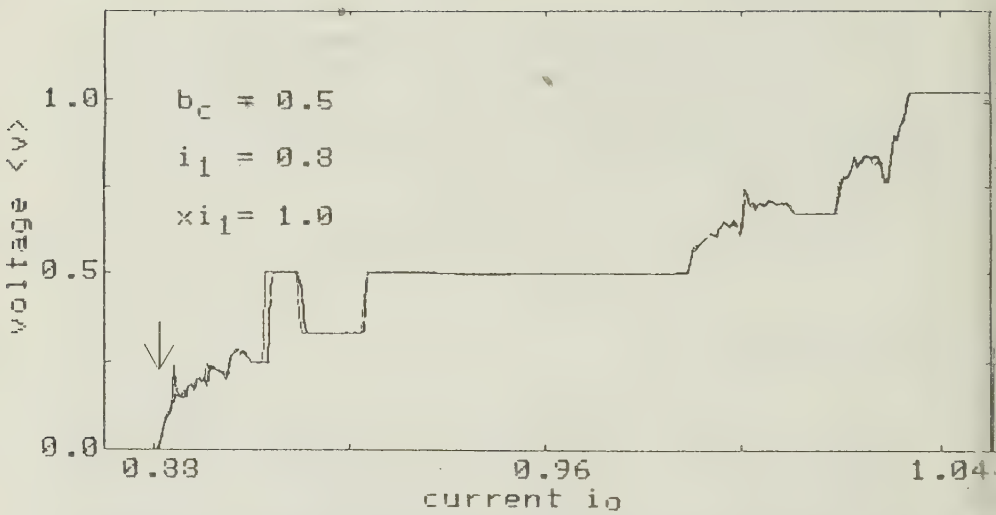


Bild 1.3a Strom-Spannungskennlinie (RCSJ-Modell) zwischen der n=0 und d n=1-Shapirostufe für einen typischen chaotischen Bereich bei starker Dämpfung. Der Pfeil bezieht sich auf das "return map" von Bild 1. $b_c \hat{=} \beta_c$, $xi_1 \hat{=} \xi_1$ (Digitalsimulation)

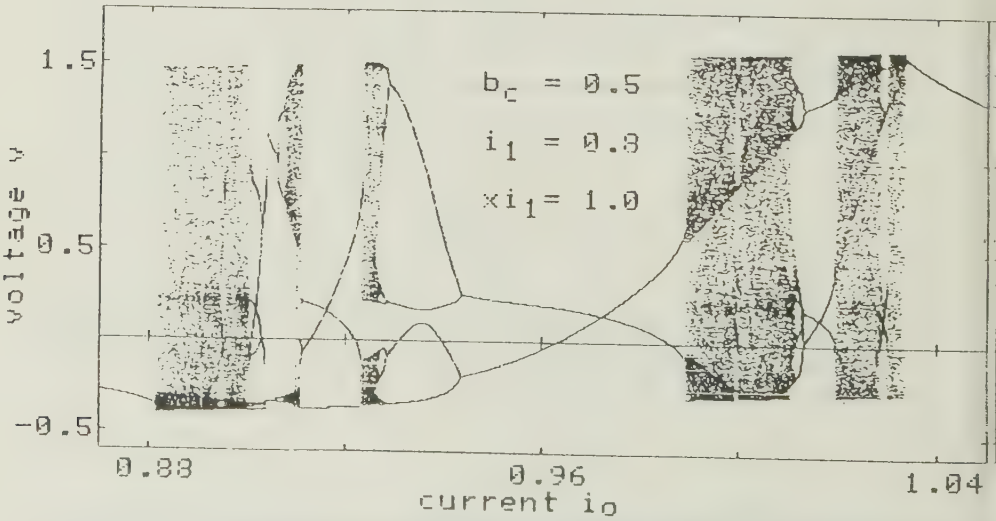


Bild 1.3b Stroboskopisches Bifurkationsdiagramm für dieselben Parameter wie in Bild 1.3a. Die normierte Spannung $v(\tau_n)$ ($\tau_n = 2\pi n/\xi_1$) ist als Funktion des Gleichstroms i_o aufgetragen. (Digitalsimulation)

Bifurkationen

Auf der $\frac{p}{q}=\frac{1}{2}$ *Stufe sind zu abnehmenden Werten von* i_o *zwei Periodenverdopplungen (Bifurkationen) aufgelöst; anschließend befindet sich ein Bereich, wo die stroboskopischen Punkte streuen; dies entspricht dem chaotischen Bereich. Das Szenario der Periodenverdopplungen als Weg ins Chaos wurde von Feigenbaum (F79) beschrieben, es tritt für eine sehr allgemeine Klasse von Systemen auf. Bei bestimmten Werten* λ_k *des Kontrollparameters* λ *(hier ist* λ *auf der* i_o*-Achse in negativer Richtung zu nehmen) verdoppelt sich die Periode der Bewegung (hier ist die niedrigste Periode 2). Die Folge* $\lambda_{k+1}-\lambda_k$ *konvergiert (F79) asymptotisch wie*

$$\lim_{k\to\infty}\delta_k = \lim_{k\to\infty}\frac{\lambda_{k+1}-\lambda_k}{\lambda_{k+2}-\lambda_{k+1}} = \delta = 4.662... \qquad (1.4.3)$$

δ *ist eine universelle Konstante. Im Idealfall eines von externem Rauschen (hier in Gestalt der endlichen digitalen Genauigkeit) freien Systems ist die Periode bei*

$$\lambda_\infty = (1-\delta^{-1})^{-1} \qquad (1.4.4)$$

divergent; dies ist ein Ausdruck dafür, daß die Bewegung gar nicht mehr periodisch ist. Eine Auswertung von δ *ist für diese Daten kaum möglich, man erkennt jedoch, daß* δ_k *von der Größenordnung 5 ist. Auch für die Amplituden* u_k *der subharmonischen Moden der Bifurkationskaskade gilt ein Skalengesetz*

$$\lim_{k\to\infty} = \mu \qquad \mu \simeq 8.2dB \qquad (1.4.5)$$

Auch hier ist (S84) keine quantitative Auswertung möglich. Die entsprechenden Spektren werden weiter unten diskutiert.

Intermittenz (Typ I)

Bifurkationskaskaden sind nicht der einzige Weg ins Chaos. Bei i_o=0.881 (Bild 1.3) verliert die Nullstufe ihre Stabilität; der Spannungseinsatz ist dabei von Rauschen begleitet. In der Nähe des vormals stabilen Wertes ist die Dichte der stroboskopischen Spannungswerte hoch, sie streuen aber über einen weiten Bereich. Dies ist ein Ausdruck dafür, daß die synchronisierte Bewegung bei einem kritischen Wert des Ordnungsparameters in Intermittenz übergeht (PM80, S83, YK83). Im vorliegenden Fall kann die Bewegung des Systems vorteilhaft durch ein stroboskopisches "return map" beschrieben werden (S83, YK83). Dabei wird der Wert einer Systemvariablen X stroboskopisch zum Zeitpunkt $\tau_n=(2\pi n+\Delta\tau)\xi_1^{-1}$ abgetastet (hier ist die Triggerverzögerung $\Delta\tau$=0). Die so gewonnenen Werte $X_n=X(\tau_n)$ werden als Diagramm X_{n+1} gegen X_n aufgetragen. (Geht die Intermittenz von einer subharmonischen Periode q aus, so wird X_{n+q} gegen X_n aufgetragen; dieses Verfahren heißt "q-fach iteriertes return map" (S83)). Für den in Bild 1.3a mit einem Pfeil gekennzeichneten Wert von i_o ist ein solches "return map" der Variablen X=sinϕ in Bild 1.4a dargestellt. Man erkennt den sogenannten laminaren Bereich (vergrößert in Bild 1.4b); dieser bestimmt das Skalenverhalten der Intermittenz (YK83). Weitere Merkmale der Darstellung:

-Bei X =1 wird die Kurve mit Steigung 0 reflektiert. Dies liegt an der Wahl der Variablen X=sinϕ (es gilt $\frac{dx}{d\phi}=0$ für $|X|=1$).

-Im 1.Quadranten existiert eine Schleife, die die Mischung der in den laminaren Bereich injizierten Punkte bewirkt.

-Die Verteilung der Punkte folgt einem unregelmäßigen Muster. Darin spiegelt sich die fraktale Struktur des zugrundeliegenden chaotischen Attraktors wieder.

-Im laminaren Bereich tangential zur 1.Winkelhalbierenden liegen die Punkte besonders dicht.

Nach Pomeau und Manneville (PM80) kann der laminare Bereich im Fall der hier vorliegenden Tangentenbifurkation lokal durch eine Parabel dargestellt werden (Bild 1.4c). Diese Parabel schneidet die 1.Winkelhalbierende für $\varepsilon<0$ zweimal, berührt sie für $\varepsilon=0$ und verläuft ohne Berührung für $\varepsilon>0$. Die mittlere Zahl <N> von Iterationsschritten, die benötigt wird, um den Bereich zwischen Kurve und Winkelhalbierenden zu durchlaufen, gehorcht für $\varepsilon>0$

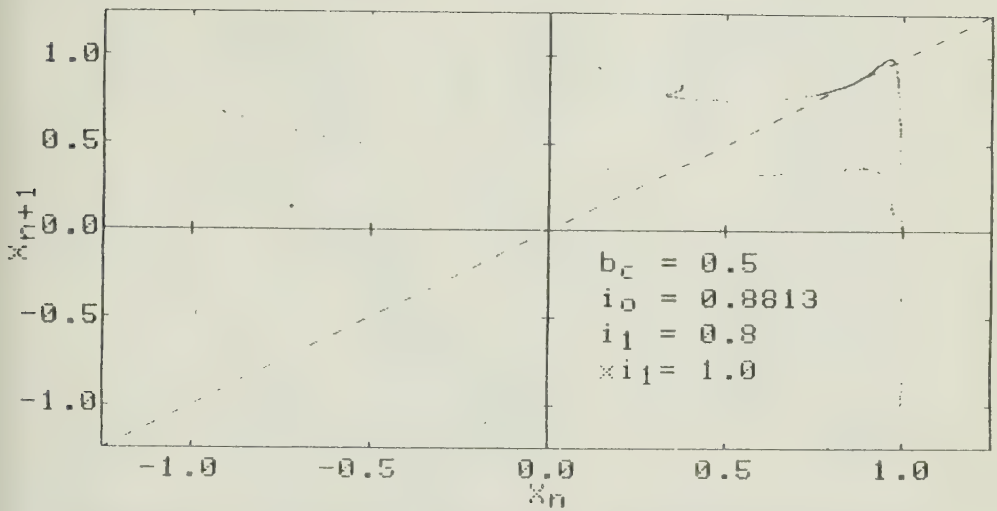


Bild 1.4a Stroboskopisches "return map" der Variablen X=sinϕ, aufgenommen für den in Bild 1.3a mit Pfeil gekennzeichneten Parameterwert. $X_n=X(\tau_n)$, $\tau_n=2\pi n\xi_1^{-1}$; $b_c \hat{=} \beta_c$, $xi_1 \hat{=} \xi_1$ (Digitalsimulstion).

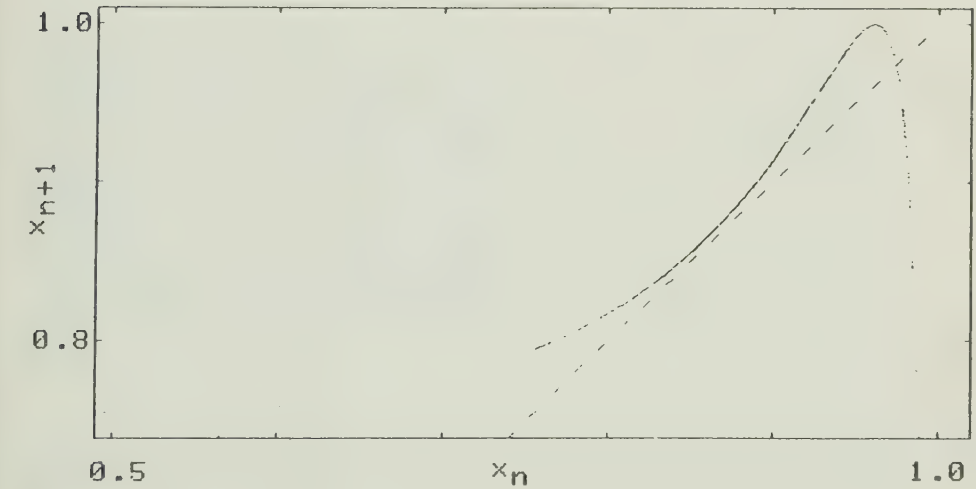


Bild 1.4b Vergrößerter Ausschnitt aus Bild 1.4a. Der laminare Bereich ist deutlich zu erkennen; das Szenario ist intermittent (PMI-Szenario).

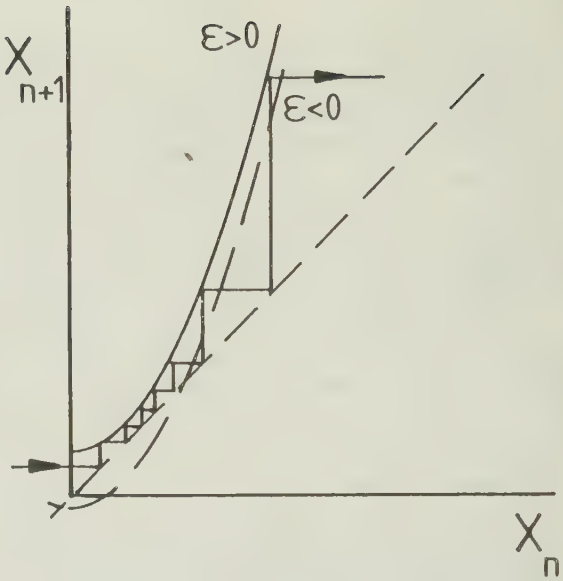


Bild 1.4c
PM-I-Intermittenz (Tangentenbifurkation). Der laminare Bereich wird durch die Parabel $X_{n+1} = X_n^2 + X_n + \varepsilon$ modelliert.
$\varepsilon<0$: ein stabiler und ein instabiler Schnittpunkt mit der Winkelhalbierenden
$\varepsilon>0$: Intermittenz.
ε ist Kontrollparameter.

dem Gesetz (PM80)

$$\langle N \rangle \propto \varepsilon^{-1/2} \qquad (1.4.6)$$

Die mittlere Gleichspannung $\langle v \rangle$ ist nach Gl.(1.2.2) proportional zur Zahl der Phasenschlupfprozesse pro Zeiteinheit; diese sind nahe des kritischen Gleichstroms i_o beim Spannungseinsatz durch die mittlere Zahl der intermittenten Ausbrüche bestimmt, die erfolgen, wenn das System den laminaren Bereich durchlaufen hat. Verwendet man wieder den Gleichstrom als Kontrollparameter, so erhält man eine Voraussage über den Spannungsanstieg:

$$\langle v \rangle \propto \langle N \rangle^{-1} \propto \varepsilon^{1/2} = (i_o - i_{cr})^{1/2}. \qquad (1.4.7)$$

Dies ist sowohl für die gelockten subharmonischen Stufen wie auch für die intermittenten Bereiche richtig (Bild 1.5). Diese Art der Intermittenz tritt für das Josephsonmodell besonders im Bereich starker Dämpfung ($\beta_c \lesssim 1$) auf. Sie kann als Pomeau-Manneville-Typ I (PMI)- Intermittenz charakterisiert werden. Der damit verbundene senkrechte Spannungseinsatz (1.4.7) tritt allerdings stets auch im Fall $\beta_c = 0$ auf, wenn kein intermittentes Chaos vorliegt (RSJ-Modell) und sich Josephsonfrequenz $\nu/2\pi$ und externe Frequenz ξ_1 zur Schwebung überlagern.

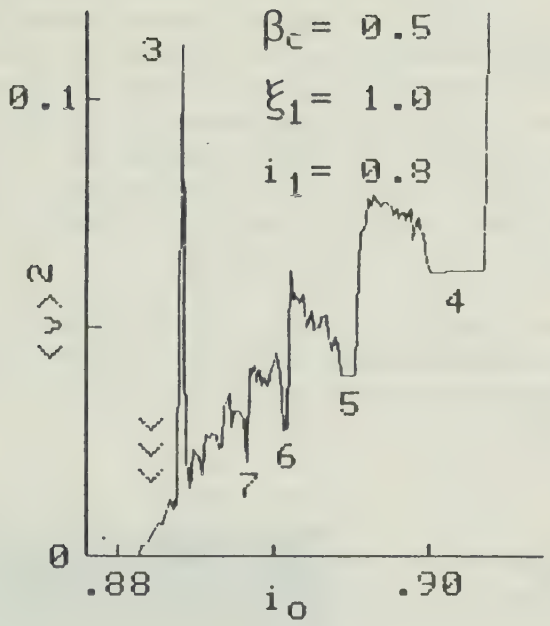


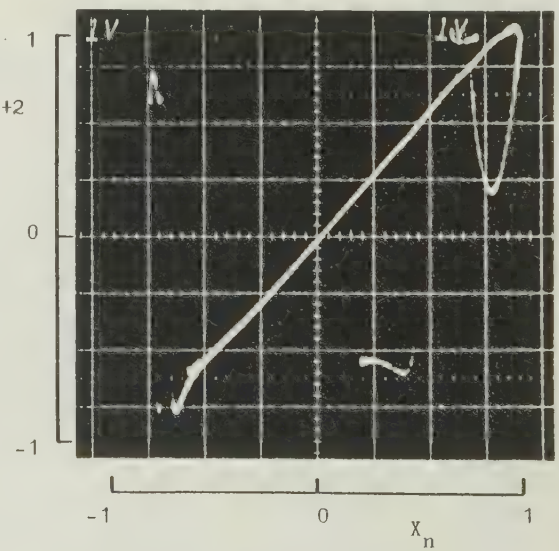
Bild 1.5 Spannungsanstieg (quadriert) zwischen i_o=0.88 und i_o=0.905. Im Mittel gilt $\langle v\rangle \propto (i_o - i_{cr})^{1/2}$ (Gl.1.4.7). Der Pfeil bezeichnet den Parameterwert, bei dem das "return map" von Bild 1.4a u.b aufgenommen wurde. Der Phasenverlust ist intermittent (PMI-Szenario); subharmonische Stufen erscheinen als Rest der "devils´staircase". Die Periode der detektierten Subharmonischen ist eingetragen. Die Parameter sind dieselben wie in Bild 1.3a. (Digitalsimulation).

Intermittenz (Typ III)

Die beobachtete Typ-I-Intermittenz ist typisch für den Fall des schwach entwickelten "Chaos (etwa bei starker Dämpfung, $\beta_c<1$); dort können noch über weite Bereiche subharmonische Stufen existieren, die als Überbleibsel einer für andere Parameter noch stabilen vollständigen "Teufelstreppe" ("devils'staircase") aus einer monotonen Folge von subharmonischen Stufen aller rationalen Windungsverhältnisse mit $0<\frac{p}{q}<1$ angesehen werden können (AL85). Neben Tangentenbifurkationen sind jedoch auch andere Typen von Intermittenz bekannt, die sich lokal durch ein eindimensionales "return map" darstellen lassen (PM80).

Bei der Pomeau-Manneville-Typ III (PMIII)-Intermittenz schneidet der laminare Bereich die erste Winkelhalbierende, statt sie zu berühren. Dieses Szenario wird für $\beta_c=5.3$, $\xi_1=0.47$ und $i_1=1.0$ beobachtet (Bild 1.6).

Bild 1.6
Iteriertes stroboskopisches "return map" (PMIII-Intermittenz) für $X=\sin\phi$, $X_n=X(2\pi n\xi_1^{-1})$. Parameter: $\beta_c=5.3$, $\xi_1=0.47$, $i_1=1.0$, $i_o=0.457$. Der laminare Bereich schneidet die 1.Winkelhalbierende nahe dem Ursprung. (Analogsimulation)



Der laminare Bereich schneidet die erste Winkelhalbierende mit einer Steigung, die entweder etwas kleiner als -1 (einfach iteriertes map) oder etwas größer als +1 ist (zweifach iteriertes

map, Bild 1.6). Steigt der Kontrollparameter $\varepsilon = i_o - i_{cr}$ von negativen auf positive Werte, so entwickelt sich der Schnittpunkt aus einem für $\varepsilon<0$ stabilen Punkt; dies geschieht entweder direkt, nach einer Bifurkation (so in Bild 1.6) oder über eine (vollständige oder unvollständige) Bifurkationskaskade. Das genaue Verhalten hängt von den übrigen Parametern ab; die topologische Gestalt des "return map" bleibt jedoch in einem hinreichend kleinen Parameterbereich unverändert. Die Steigung am Schnittpunkt nimmt mit ε zu, und weitere Zweige werden sichtbar, die auf eine komplizierte gefaltete Struktur des chaotischen Attraktors hindeuten. Das Skalenverhalten ist jedoch auch hier für kleine ε ($0<\varepsilon<0.1$) durch den laminaren Bereich bestimmt. Ein Punkt, der in einen der beiden (durch den Schnittpunkt getrennten) Zweige des laminaren Bereichs injiziert wird, läuft nach außen und wird entweder in denselben oder in den anderen anderen Hauptzweig zurückgestreut. Ein Phasenschlupf erfolgt nur im letzteren Fall; sonst wird die Iteration in einem der chaotischen Bänder an den äußeren Enden eingefangen und die zugrundeliegende Periode 2 bleibt erhalten. Um, wie im Fall der PMI-Intermittenz, ein Skalenverhalten für den Spannungseinsatz abzuleiten, sei die folgende stückweis lineare Abbildung betrachtet:

$$X_{n+1} = \begin{cases} (\varepsilon+1)X_n & |X_n| \le 1 \quad (a) \\ (1-X_n)/\varepsilon & X_n > 1 \quad (b) \\ -(1+X_n)/\varepsilon & X_n < -1 \quad (c) \end{cases} \qquad (1.4.8)$$

Der zugehörige Fluß (Iteration) ist in Bild 1.7 skizziert.

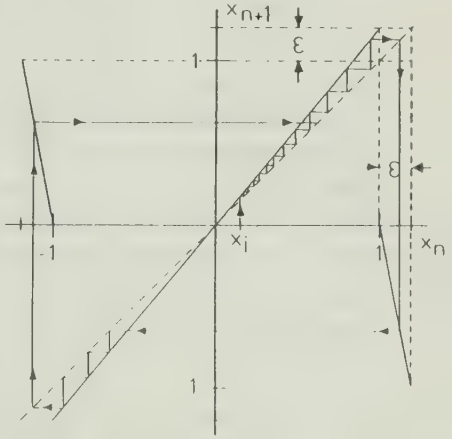


Bild 1.7 Diskrete Abbildung, die das Skalenverhalten der PMIII-Intermittenz simuliert (Gl.1.4.8).

Das Verhalten ist folgendes: Ein bei X_i ($0<X_i<1$) injizierter Punkt läuft in den Streubereich ($|X_n|>1$) und wird in den anderen Ast injiziert; die reziproke Dauer des laminaren Zyklus

$\langle N \rangle^{-1}$ steigt mit der Steigung im Ursprung an. Betrachtet man wieder $i_o - i_{cr}$ als Kontrollparameter, so erhält man nach einfacher Rechnung

$$\langle N \rangle \propto \varepsilon^{-1} \qquad (1.4.9)$$

und

$$\langle v \rangle \propto \langle N \rangle^{-1} \propto \varepsilon = i_o - i_{cr}. \qquad (1.4.10)$$

Dabei ist, im Fall des Josephsonmodells, vorausgesetzt, daß beide oben beschriebenen Injektionsmechanismen statistisch unabhängig sind. Der lineare Spannungsanstieg (1.4.10) wird im Simulationsexperiment tatsächlich beobachtet (Bild 1.8).

Werden Terme höherer Ordnung zu G1.(1.4.8 a) addiert, können sich andere Skalengesetze ergeben (PM80). Die in G1.(1.4.8) vorgeschlagene Abbildung bezieht sich auf den Fall, daß der lineare Term die mittlere Dauer des laminaren Zyklus bestimmt. Typisch für die PMIII-Intermittenz ist dabei, daß die Abbildung die erste Winkelhalbierende schneidet. Dies ist einer der ersten experimentellen Nachweise (der Analogsimulator ist ein reales physikalisches System) des PMIII-Szenarios. Weitere Beispiele finden sich in AGS84.

Am letzten Beispiel werden auch die Grenzen des "return map"-Verfahrens deutlich. Obwohl es hier möglich ist, ein stroboskopisches Triggersignal aus der externen treibenden Frequenz zu erzeugen, liefert das stroboskopische Verfahren i.a. keine einfache Schnittfläche durch den Attraktor (siehe S83). Das Verfahren ist nur in unmittelbarer Nähe eines gelockten Zustands sinnvoll, wo ein klar erkennbarer laminarer Bereich existiert, es versagt dort, wo das turbulente Verhalten überwiegt. In diesem Fall kann intermittentes Schalten zwischen komplizierten Attraktoren vorliegen, während bei den hier besprochenen Beispielen einer dieser Attraktoren ein phasengelockter Zustand ist.

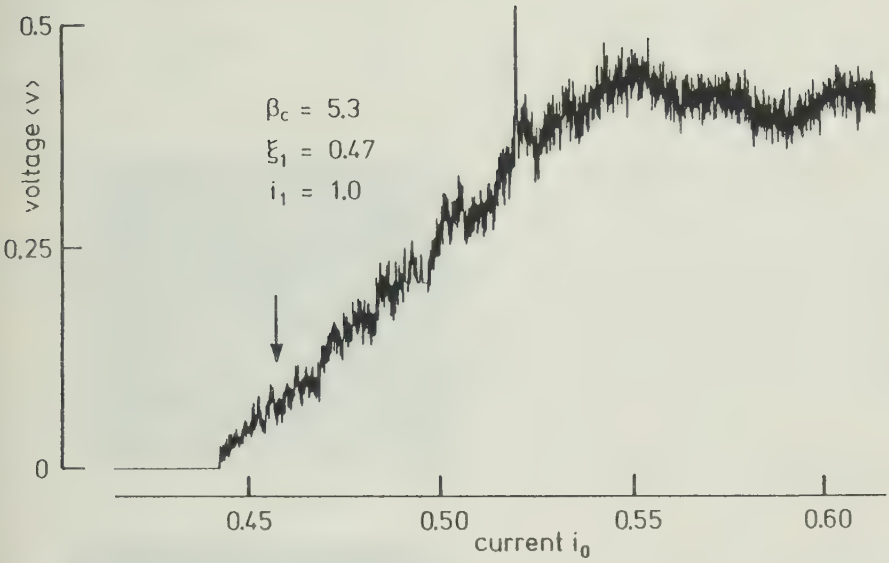


Bild 1.8 Linearer Spannungsanstieg für β_c=5.3, ξ_1=0.47, i_1=1.0. <v>ist hier in Einheiten von ξ_1 gegeben; der Pfeil bezeichnet den Parameterwert des in Bild 1.6 dargestellten "return maps". (Analogsimulation)

Rauschen

Chaotische Bewegung ist mit Rauschen verknüpft. Dabei zeigen die durch Bifurkationskaskaden entstandenen und die intermittenten Lösungen jeweils verschiedenes Verhalten. In Bild 1.9 sind einige Beispiele zusammengestellt.

Bifurkationsinduziertes Chaos besitzt ein Spannungsspektrum, das für kleine Frequenzen gegen Null geht (Bild 1.9b). Es ist im wesentlichen die Hüllkurve der vorhergegangenen subharmonischen Resonanzen (Bild 1.9a), die mit jeder Periodenverdopplung um etwa 8dB abnehmen (Gl.1.4.5). Da auf der subharmonischen Stufe die Periode 2 latent erhalten bleibt (vgl.Bild 1.3), hat das chaotische Spektrum bei $\xi_1/2$ =0.5 ein lokales Maximum.

Intermittenz ist mit relativ langsamen Prozessen verknüpft: lange quasiperiodische Bewegungen (in den laminaren Bereichen des "return maps") werden durch einzelne intermittente "bursts" unterbrochen. Die Rauschspannung besitzt so für $\xi_1 \to 0$ einen endlichen Grenzwert. Zu höheren Frequenzen fallen die Spektren in beiden Fällen wie ξ_1^{-1} ab (KM85).

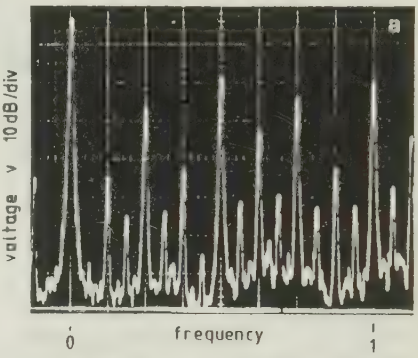
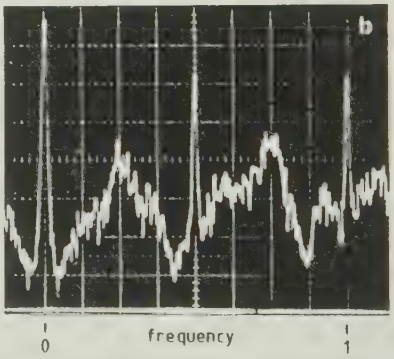
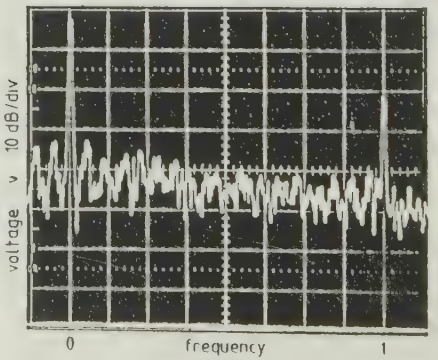


Bild 1.9 Spannungsspektren an verschiedenen Punkten von Bild 1.4.
a) Periode 16, aus einer Bifurkationskaskade auf dem rechten Teil der $\langle v \rangle = \xi_1/2$-Stufe (aus S84)



b) Chaotisches Spektrum unmittelbar links von a) (S84)



c) Intermittentes (PMI) Spektrum beim Spannungseinsatz (Pfeil) in Bild 1.4) (Seifert, unveröffentlicht)

2. Bisherige Untersuchungen

2.1 Simulation

Seit chaotisches Verhalten von Gleich- und Wechselstrom-getriebenen Josephsonkontakten zum ersten Mal in der Literatur beschrieben worden ist (HCP80, K1'81, K2'81, OHG81), hat sich großes Interesse darauf konzentriert. Inzwischen werden die zugrundeliegenden Mechanismen gut verstanden. Viel haben numerische und analoge Simulationen auf der Grundlage des RCSJ-Modells zum Verständnis beigetragen. Huberman et al.(HCP80) haben als erste über stroboskopische Poincaré-Schnitte und Rauschspektren berichtet. Kautz (K1'81, K2'81) hat die Stabilität von hochfrequenzinduzierten Stufen der Strom-Spannungscharakteristik diskutiert; charakteristisch ist das Auseinanderbrechen stabiler Stufen, wobei die Kennlinien stark verzerrt werden und Bereiche mit negativ differentiellem Widerstand auftreten.

Periodenverdoppelnde und intermittente Übergänge ins Chaos wurden gefunden (YK82, BGIF82, S83, S84, SN84). Mit Hilfe der stroboskopischen "return map"-Technik (YK83, S83) konnten Skalenverhalten und Typen der Intermittenz bestimmt werden (SN84, Teil 1 dieser Arbeit). Einfache diskrete Abbildungen wie das "circle map" konnten benutzt werden, um das RCSJ-Modell in dem Bereich zu simulieren, wo die chaotischen, fraktalen Strukturen einsetzten (JBB83, BBJC84). Insbesondere zeigt das "circle map"-Modell den auch für das RCSJ-Modell beobachteten Übergang von quasiperiodischer ungelockter Bewegung über subharmonische, phasenfeste Shapirostufen zum chaotischen Bereich. Der Begriff der fraktalen Dimension D (ausgewertet auf einem Intervall der i_o-Achse) kann benutzt werden, um den Übergang von einer vollständigen Folge von subharmonischen Stufen ("devils'staircase") zum chaotischen Bereich zu beschreiben; D nimmt dabei von 0.87 auf 1 zu (AJL1'84, AJL2'84, YHK84, AL85).

Der Einfluß externen Rauschens auf den Übergang ins Chaos wurde von Kajanto und Salomaa (KS85) untersucht; es stellt sich heraus (und dies wird in Teil 4.3 dieser Arbeit diskutiert), daß externes Rauschen bei der Interpretation realer (nicht simulierter) Experimente eine wichtige Rolle spielt; die meisten in der Simulation beobachteten Feinstrukturen werden bereits durch thermi-

sches Rauschen ausgemerzt.

Es ist zu erwähnen, daß auch Erweiterungen des RCSJ-Modells unter dem Aspekt chaotischen Verhaltens betrachtet worden sind (ABO84, SY84). Dabei wurden Modelle diskutiert, die explizit die Nichtlinearität der Quasiteilchen-Tunnelkennlinie, insbesondere die Abflachung bei der Spannung 2eΔ (Δ ist die Energielücke des Supraleiters) und eine Phasenabhängigkeit des Quasiteilchenstroms (sogenannter $\varepsilon\cos\phi$ -Term) berücksichtigen.

Kautz und Monaco (KM85) haben vor kurzem einen Überblick über die chaotischen Parameterbereiche des RCSJ-Modells gegeben, wie sie sich aus Simulationsuntersuchungen ergeben und einige analytische Abschätzungen für diese Bereiche abgeleitet, die sich experimentell gut bestätigen (siehe Teil 5 dieser Arbeit).

2.2 Experiment

Einer der ersten experimentellen Nachweise an realen Josephsonkontakten stammt von Okuyama et al. (OHG81). Sie fanden stark verzerrte Spannungsstufen und Zacken in der Kennlinie, die aus bei kleineren Hochfrequenzleistungen stabilen subharmonischen Stufen hervorgehen. Der zugrundeliegende chaotische Mechanismus wurde jedoch noch nicht erkannt. Die untersuchten Proben waren PbIn/Oxid/Pb-Tunnelkontakte und Pb-Mikrobrücken, die mit 70 GHz-Mikrowellen bestrahlt wurden.

Pedersen et al.(PSDM80)beobachteten subharmonische Hochfrequenzsignale an einem parametrischen Verstärker , der mit einem Tunnelkontakt als aktivem Element arbeitete. Miracky et al.(MCK83) beobachteten einen Anstieg des Rauschens, der mit Bereichen negativ differentiellen Widerstandes korreliert war; sie untersuchten dabei einen selbstresonanten Schaltkreis aus einem Nb/Ox/PbIn-Tunnelkontakt mit induktiver und kapazitiver Überbrückung (shunt); eine externe Mikrowelleneinstrahlung ist für dieses System nicht erforderlich.

Gubankov et al.(GKKO83, GSKO84) haben den Frequenzbereich stochastischer Oszillationen (russischer Sprachgebrauch für chaotisches Verhalten) in Nb/Ox/PbBi-Tunnelkontakten untersucht; lei-

der sind die Ergebnisse dieser Autoren nur sehr knapp dokumentiert und lassen kaum einen Vergleich mit anderen Arbeiten zu. Ihre Daten umfassen den Bereich schwacher Dämpfung ($4 \leq \beta_c \leq 56$).

Nasser und Octavio (NO84, ON84) haben Tunnelkontakte mit Halbleiterbarrieren (Pb/Te/Pb) bei 35 GHz untersucht, die auch weit unterhalb der kritischen Temperatur ($T/T_c \approx 0.6$) starke Dämpfung und schwache Hysterese zeigen ($\beta_c \approx 1$). (Dieser Wert von T/T_c stellt eine obere Grenze dar für Experimente, die mit Pb- oder Nb-Tunnelkontakten in flüssigem Helium durchgeführt werden.) Diese Autoren berichten über fraktale I-V-Kennlinien und intrinsisches Rauschen (Rauschtemperaturen bis 10^5K), das besonders in Bereichen mit negativ differentiellem Widerstand auftritt, wo intermittente Mechanismen für den Phasenverlust vermutet werden.

Die erste quantitative Analyse des niederfrequenten Rauschens in chaotischen Bereichen wurde kürzlich von Davidson et al. (DDB85) durchgeführt. Sie verwendeten einen resistiv überbrückten Nb/Ox/Pb-Tunnelkontakt ($\beta_c \approx 4$) und eine externe Frequenz von $\nu_1 = 0.6\nu_{p1}$ (siehe Teil 1.2 für die Definition dieser Größen). Nach ihrer Analyse ist ein Anstieg des Rauschens eng mit dem differentiellen Widerstand dU/dI verknüpft. Es gelingt durch geeignete Signalmittelung, einen mit dem Gleichstrom i_o exponentiell ansteigenden und einen in i_o Gaussschen Rauschanteil zu trennen; dabei wird der erste Anteil auf thermisch induziertes Phasenschlupfrauschen, der zweite auf Intermittenz zurückgeführt.

Neue Ergebnisse von Cronemeyer et al. (CCDP85) an überbrückten Pb/Ox/Pb-Kontakten und von Vanneste et al. (VCC85) an Nb/Ox/PbIn-Kontakten bestätigen die Existenz chaotischer Lösungen für mittleres und höheres β_c. Vanneste et al. (VCC85) berichten insbesondere über den niederfrequenten Grenzfall, für den chaotische Strukturen einsetzen (siehe auch CV85). Interessanterweise läßt dieser Parameterbereich auch für In-Mikrobrücken bei Frequenzen zwischen 50 und 500 MHz untersuchen (GSSH86).

Jansiti et al. (JHWT85) haben den experimentell zugänglichen Bereich zu sehr hohen Frequenzen ausgedehnt, indem sie zur Bestrahlung von Nb/aSi/Nb-Tunnelkontakten einen FIR-Laser (Fernes Infrarot) mit 419 GHz verwendeten und so bis zur Plasmafrequenz des Tunnelkontakts vorstoßen konnten.

2.3 Zweck der vorliegenden experimentellen Arbeit

Neben der Analyse einfacher Fälle intermittenten Verhaltens mit Hilfe der Simulation (Teil 1.4) stehen zwei Fragestellungen im Vordergrund.

Einmal wird der Übergang vom regulären zum chaotischen Verhalten an einem geeigneten System (Sn/Ox/Sn-Tunnelkontakte) experimentell untersucht; dabei wird die Tatsache ausgenutzt, daß der Hysteresepparameter β_c bei diesen Kontakten über die Temperatur des Heliumbades verändert werden kann.

Außerdem sollen die in Teil 2.2 zitierten experimentellen Arbeiten einschließlich der in dieser Arbeit beschriebenen Daten vergleichend ausgewertet werden. Ziel ist dabei, den chaotischen Bereich von Josephsonelementen abzugrenzen; dies ist naturgemäß für Anwendungen von großer Bedeutung. Dabei zeigt sich, daß die von Kautz und Monaco (KM85) anhand von Simulationen und analytischen Abschätzungen gemachten Vorhersagen zutreffen. Es wird die von Kautz (K83) eingeführte Darstellung des chaotischen Parameterbereiches in der β_c-ξ_1-Ebene verwendet.

3. Experiment

3.1 Auswahl des Materials :Sn/Ox/Sn-Tunnelkontakte

Tunnelkontakte können aus verschiedenen supraleitenden Materialien hergestellt werden; die Techniken zur Materialpräparation, Strukturierung und Barrierenformung sind entsprechend vielfältig (DT81, BP82). Nicht alle Kontakte sind für eine systematische Untersuchung der chaotischen Phänomene geeignet.

Pb, Pb/In und Pb/Bi sowie Nb sind gängige Materialien zur Herstellung von Tunnelkontakten; ihre kritischen Temperaturen (9.25K für reines Nb, 7.2K für Pb (DT81)) liegen oberhalb der kritischen Temperatur von flüssigem ^{4}He (5.2K). Experimente mit indirekter Kühlung oberhalb dieser Temperatur sind häufig wegen zu hoher Wärmedissipation schwierig durchzuführen; in konventionellen ^{4}He Kryostaten ist man praktisch auf den Temperaturbereich von 1.6K bis 4.2K beschränkt. Das Produkt $RI_m \simeq \frac{2\Delta}{e}$ kann daher für Pb- und Nb-Kontakte in solchen Experimenten nicht wesentlich variiert werden ($T/T_c < 0.6$), da die Energielücke Δ des Supraleiters in diesem Bereich nur schwach von der Temperatur abhängt (DT81). Die charakteristische Relaxationszeit $\tau_J = \Phi_0/2\pi RI_m$ (siehe Teil 1.2) beträgt für einen Wert von $RI_m = 2.5mV$ (Pb-Kontakte) nur $\tau_J = 120$ fs; eine Mikrowellenfrequenz von $\nu_1 = 120$ GHz entspricht erst einer normierten Frequenz von $\xi_1 = 0.1$. Gleichzeitig tritt starke Hysterese auf, und die Quasiteilchen-Kennlinie ist stark nichtlinear, so daß ein Vergleich mit dem RCSJ-Modell problematisch ist.

Es ist aus diesen Gründen wünschenswert, R und I_m zu reduzieren. Dazu sind Shuntwiderstände erfolgreich angewendet worden (V85, VCC85, DDB85). Es ist ebenfalls möglich "künstliche", d.h. nicht aus dem natürlichen Oxid (z.B. Nb_2O_5) bestehende Tunnelbarrieren zu verwenden. Hierfür sind Halbleitermaterialien verwendet worden (Pb/Te/Pb Kontakte, ON84, NO84). Diese Kontakte besitzen niedrigere kritische Stromdichten als vergleichbare Kontakte mit Oxidbarrieren; dafür berichten diese Autoren über größere Leckströme. In beiden Fällen (shunt oder Halbleiterbarriere) lassen sich die Parameter des Kontakts nicht während des Experiments verändern.

Eine andere Möglichkeit, niedrige und mittlere Werte von β_c zu erzielen und mit relativ niedrigen Mikrowellenfrequenzen auszukommen, besteht in der Verwendung von Supraleitern mit $T_c<4.2K$. In der vorliegenden Arbeit konnten $Sn/Sn_xO_y/Sn$-Tunnelkontakte erfolgreich eingesetzt werden, deren kritische Temperatur zwischen 3.7K und 3.8K liegt; entsprechend niedriger ist auch die Energielücke $\Delta(0)=1.15meV$(DT81). Der kritische Strom I_m kann empfindlich über die Temperatur eingestellt werden; es gilt für die kritische Stromdichte j_m (DT81)

$$j_m = (R_qA)^{-1}(\pi\Delta(T)/2e)th(\Delta(T)/2k_BT), \quad (3.1.1)$$

wobei R_q der asymptotische Quasiteilchenwiderstand und A die Fläche des Kontakts ist. Im Temperaturbereich $1>T/T_c\geq0.94$ ist der Einfluß der Nichtlinearität in der Quasiteilchen-Tunnelkennlinie noch nicht zu stark, um direkte Vergleiche mit dem RCSJ-Modell anstellen zu können. In diesem Temperaturbereich kann β_c zwischen 0 und etwa 5 variiert werde. Die Experimente werden bei fester Mikrowellenfrequenz (etwa 10 GHz) durchgeführt; die Größe $\beta_c\xi_1=2\pi\nu_1RC$, das Produkt aus der kapazitiven Zeitkonstante RC mit der antreibenden Kreisfrequenz, ist dabei konstant; ein typischer Wert ist $\beta_c\xi_1=0.6$. Typische experimentelle Parameter sind $T/T_c=0.97$, $RI_m=84\mu V$, $\tau_J=4ps$, $\beta_c=2.5$ und $\xi_1=0.25$.

3.2 Experimentelle Technik

Kryotechnik

Die Experimente wurden in einem konventionellen ^4He-Kryostaten mit Temperaturregelung über den Dampfdruck des Heliums durchgeführt. Zur Abschirmung von äußeren Magnetfeldern wurde eine dreifache-µ-Metallabschirmung verwendet; ferner wurde eine supraleitende Bleikanne zur Stabilisierung von Restfeldern eingesetzt. Die-Proben wurden in einem geeigneten kryotechnischen Mikrowellengehäuse aus Kupfer mit Hochfrequenzdurchführungen montiert und befanden sich während der Messungen direkt im flüssigen Helium.

Präparation der Tunnelkontakte

Die Tunnelkontakte wurden durch thermische Verdampfung von Sn (Preussag, 99.999%) auf Glassubstrate (Schott TEMPAX, 30x30x0.7 mm^3) präpariert. Die Dicke des oberen Films betrug etwa das 2.5fache der Dicke des unteren Films; die Isolatorschicht (Tunnelbarriere) wurde durch thermische Oxidation mit Sauerstoff (99.995%) oder mit Umgebungsluft erzeugt. Die Daten der verwendeten Proben finden sich in Tabelle 3.1.

Da die üblichen photolithographischen Prozesse auf oxidierten Sn-Oberflächen nicht anwendbar sind, wurde die Strukturierung mit Rasierklingenmasken durchgeführt. Der eigentliche Tunnelkontakt wurde als keilförmige Überlagerung zweier durch die Oxidbarriere getrennter Streifen ausgeführt; die Filme sind dabei als Streifenleitung ausgeformt, die der Hochfrequenzankopplung dient. Strom- und Spannungskontakte (dünne Cu-Drähte) wurden mit Indium direkt auf die Streifenleitung aufgebracht. Bild 3.1 zeigt den inneren Teil der Streifenleitung mit dem Tunnelkontakt; die Tunnelfläche beträgt 4000 μm^2.

Instrumentierung

Für Mikrowellenfrequenzen bis 18 GHz stellt die Streifenleitung eine besonders effektive Art dar, Hochfrequenzleistung in supraleitende Schaltungen einzukoppeln. Im vorliegenden Fall befindet sich ein supraleitender Streifen (die untere bzw. die Fortsetzung der oberen Elektrode des Tunnelkontakts) der Breite w=1mm auf dem dielektrischen Substrat (ε_r=6.5) der Dicke d=0.7 mm; die Gegenelektrode wird durch den Boden des Mikrowellengehäuses gebildet. Der Wellenwiderstand Z_L der Streifenleitung kann aus w,d und ε_r berechnet werden (JR81). Im vorliegenden Fall ist Z_1=50Ω. Die Mikrowelle wird über 50Ω-Festmantelkabel und Koaxial-Stripline-Adapter (RADIALL, SMA) am einen Ende der Streifenleitung eingespeist, über den Tunnelkontakt geführt und am anderen Ende über eine weitere Koaxialleitung ausgekoppelt. Außerhalb des Kryostaten ist die HF-Leitung über einen breitbandigen (dc bis 12.4GHz) Abschlußwiderstand gegen Kryostatmasse abgeschlossen. Wegen der niedrigen Impedanz des Kontakts wirkt die Mikrowelle stets als effektive Stromsteuerung.

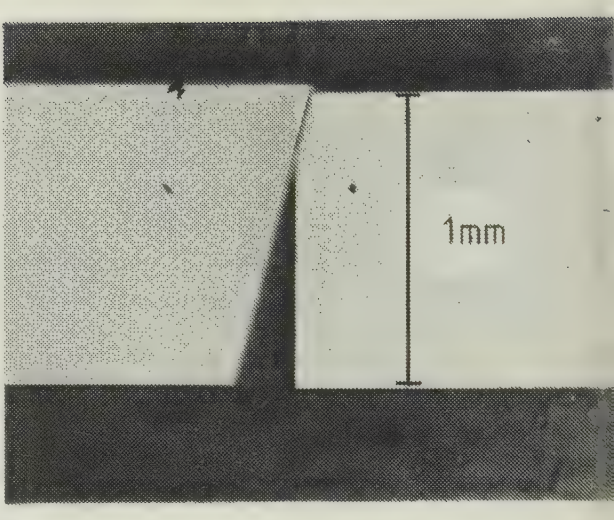


Bild 3.1 Probe No.5

Der Tunnelkontakt wird durch die keilförmige Überlagerung beider Filme gebildet. Der Maßstab bezeichnet die Breite der Streifenleitung. Beide Filme bestehen aus Sn, die Barriere aus dem natürlichen Oxid. Der Kontakt ist stets klein gegen die Wellenlänge (1.4cm bei 10GHz) der Mikrowelle auf der Streifenleitung.

Tabelle 3.1 Probendaten

Experimentelle Daten konnten von 4 Proben (No.4-7) erhalten werden.

a) Gemeinsame Parameter

Breite der Streifenleitung	w = 1.0 mm
Substrat	Schott TEMPAX Glas mit
Dielektrizitätskonstante	ε_r = 6.5 und
Dicke	d = 0.7 mm
Wellenwiderstand der Streifenleitung	Z_L = 50Ω
unterer Film	Sn, 150-200 nm dick
obere Film	Sn, ca.500 nm
Tunnelbarriere	Sn_xO_y, bei 50 kPa und 300 K oxydiert
Hintergruddruck beim Aufdampfen	10^{-4}Pa
Aufdampfrate	10-20 nm/s
Aufdampftemperatur	300 K

b) Thermische und elektrische Daten

Probe No.	4	5	6	7
krit.Temperatur T_c(K)	≈3.8	3.82	3.74	3.80
Tunnelfläche A(μm^2)	6200	4000	1500	2400
Tunnelwiderstand R_q x Fläche A ($\Omega\mu m^2$)	430	1200	230	670
Flächenkapazität C/A ($fF/\mu m^2$)	/	8	20	10
krit.Stromdichte j(A/m^2)	$>10^6$	1.1×10^5	10^6	2.5×10^5

(No.4: bei $\frac{T}{T_c}$=0.56, No.5-7 bei $\frac{T}{T_c}$= 0.94)^c

Der Tunnelkontakt sowie die Anschlußdrähte verursachen eine hochfrequenzmäßige Fehlanpassung; gegenüber einer ungestörten supraleitenden Streifenleitung (PbIn bei 4.2K) entsteht eine Einfügungs-Dämpfung von etwa 2dB; dies entspricht einem Stehwellenverhältnis (VSWR) von ewta 4. Da alle Experimente bei fester Frequenz durchgeführt werden und eine absolute Kalibrierung der im Tunnelkontakt wirksamen Hochfrequenzamplitude ohnehin nicht möglich ist (dies entspricht der Größe I_1 bzw i_1 im RCSJ-Modell), ist die Fehlanpassung ohne Bedeutung; ein schädlicher Einfluß auf die Messungen (etwa durch Erregung von Harmonischen der Trägerfrequenz) wurde nie beobachtet.

Der Gleichstrom (I_o bzw i_o im Modell) wurde von einem Rampengenerator über einen veränderlichen Lastwiderstand eingespeist. Die Spannung über dem Tunnelkontakt wurde mit einem PAR 114/118-Verstäker gemessen; die Frequenz der Rampe betrug etwa 60 Hz. Für spezielle Zwecke (simultane Rausch-und Gleichspannungsmessungen) wurde ein KEITHLEY 150B-Verstärker eingesetzt. Die erreichbare Auflösung lag bei etwa 1μV, was für diese Messungen ausreichend ist (die Höhe $\Phi_o \nu_1$ der ersten Shapirostufe beträgt bei ν_1=10 GHz 22.5 μV).

Für Rauschmessungen wurde ein PAR124A Lockin-Verstärker im ac-Voltmeter-Mode mit einem Typ-119 Vorverstärker (Transformer-Mode) benutzt. Der Bandpassfilter des Lockin wurde bei einer Frequenz von 100 kHz und eine Bandbreite von 10 kHz betrieben. Die Auflösung betrug etwa 30nV, was einem Eingangsrauschen des Verstärkers von $0.3 nV/Hz^{1/2}$ entspricht.

4. Ergebnisse und Diskussion

4.1 Generelles Verhalten der I-V-Kennlinien, Einfluß der Mikrowelleneinstrahlung

In Bild 4.1 ist die Kennlinie eines Sn/Ox/Sn-Tunnelkontaktes als Funktion der Temperatur dargestellt ($0.94 \leq T/T_c < 1.0$). Mit abnehmendem T/T_c nimmt der kritische Strom zu (siehe G1.3.1.1); ebenso steigt die Energielücke $\Delta(T)$, wie an der Entwicklung des Plateaus der Höhe $2\Delta(T)/e$ zu erkennen ist. Bei $T/T_c = 0.97$ ist der Einsatz von Hysterese zu erkennen. Die Hystereseeffekte auf dem Spannungsplateau bei 1mA sind auf Heizung zurückzuführen; $\Delta(T)$ ist in diesem Bereich stark temperaturabhängig, es gilt (DT81)

$$\Delta(T) \propto (1-T/T_c)^{1/2} \qquad (4.1.1)$$

Sobald das Heliumbad unter den λ-Übergang gepumpt wird, wobei die Wärmeableitung ins Helium schlagartig besser wird, verschwindet diese Heizhysterese (vgl. Bild 4.2). Mit abnehmender Temperatur steigt auch der Widerstand im Subgapbereich (unterhalb der Energielücke), da die thermisch aktivierte Tunnelrate abnimmt. Bei $T/T_c = 0.56$ (Bild 4.2) liegt der Subgapwiderstand R_s mehrere Größenordnungen über dem asymptotischen Widerstand R_q.

Als nächstes wird der Einfluß der Mikrowelleneinstrahlung für den Grenzfall tiefer Temperaturen ($\Delta(T) \approx \Delta(0)$) betrachtet. Bild 4.2 zeigt die I-V-Kennlinie für verschiedene Werte der Mikrowellenabschwächung. Wie von Vanneste et al. (V85, VC85) beschrieben, geht die stark hysteretische Kennlinie mit steigender Mikrowellenleistung allmählich in die ohmsche Gerade (Steigung R_q) über. Dabei breiten sich Mikrowellen-induzierte Strukturen (nicht unbedingt reguläre Shapiro-Stufen!) vom Ursprung aus allmählich über die gesamte dargestellte Kennlinie aus. Bis 9dB überwiegt der Einfluß des Subgapwiderstandes R_s auf die Kennlinie, die Krümmung ist für $I>0$ konvex. Bei 7dB entwickelt sich ein konkaver Bereich, der mit abnehmender Abschwächung nach oben wandert. Nach Vanneste et al. (V85) kann dieser Bereich als Rest des Spannungssprungs beim kritischen Strom I_m aufgefaßt werden.

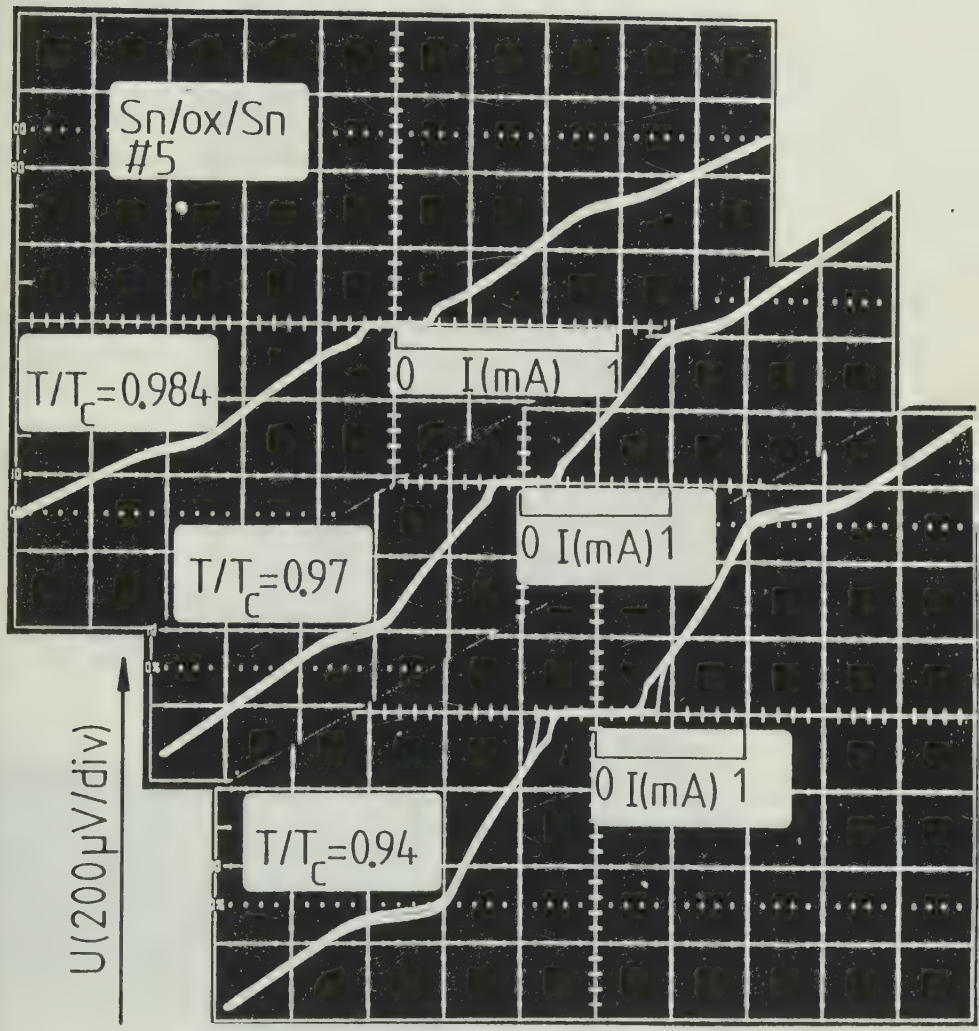


Bild.4.1 Strom-Spannungskennlinien des Tunnelkontaktes No.5 (T_c=3.82K) als Funktion des Temperatuverhältnisses T/T_c. Kritischer Strom und Hysterese nehmen mit abnehmender Temperatur zu. Die Hysterese auf dem Spannungsplateau (Höhe $2\Delta(T)/e$) ist auf Joulesche Heizung zurückzuführen.

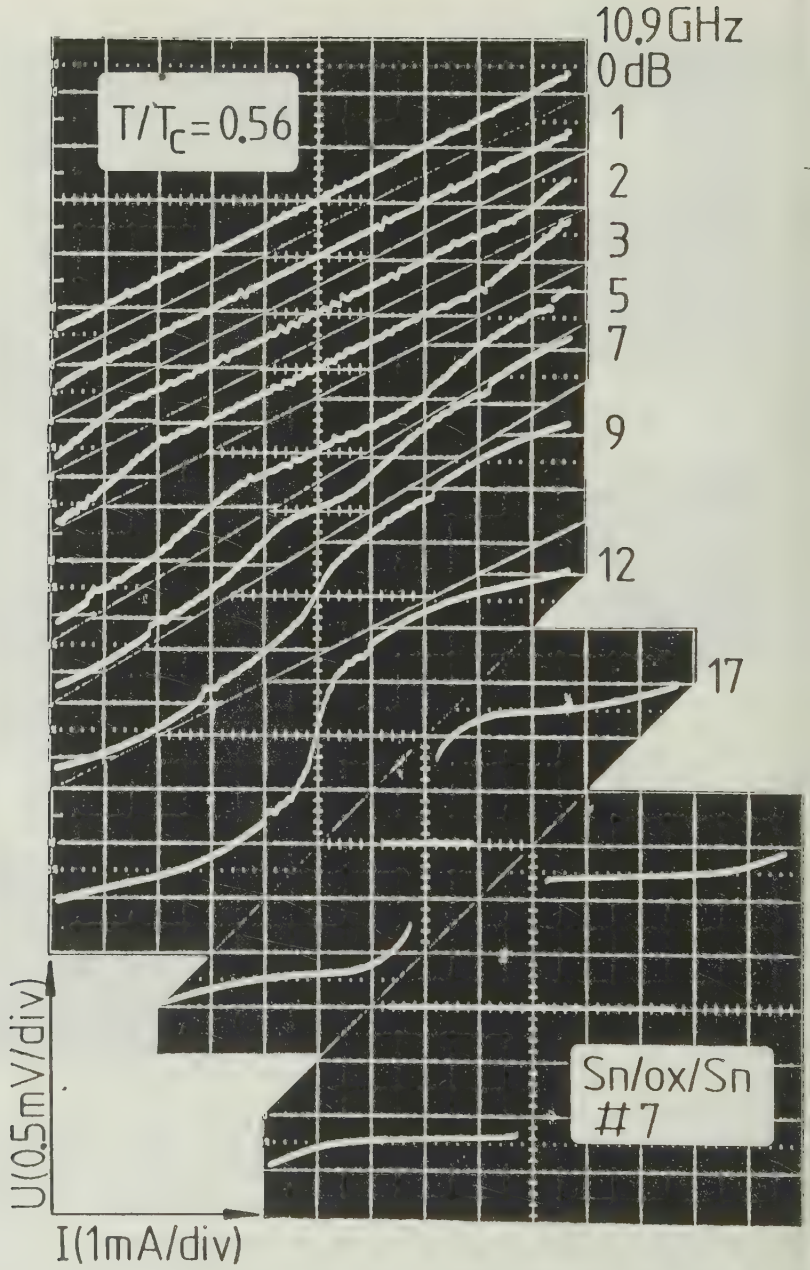


Bild 4.2 Strom-Spannungskennlinien des Tunnelkontaktes No.7 für den Grenzfall niedriger Temperatur (T=2.14K) bei verschiedenen Abschwächungen der eingestrahlten Mikrowelle (10.9GHz). 0dB entsprechen einer über den Kontakt transmittierten Leistung von 5mW.

Für das Ziel dieser Untersuchungen ist das Auftreten von irregulären Shapirostufen von größtem Interesse; in Bild 4.2 sind solche "Zacken" insbesondere bei niedrigen Abschwächungen evident. Bild 4.3 zeigt ein ähnliches Experiment mit höherer Spannungsauflösung. Die Mikrowellenleistung von 5mW entspricht etwa der 7dB-Kurve aus Bild 4.2. Man sieht, daß kaum regelmäßige Shapirostufen existieren; vielmehr treten überall die charakteristischen Bereiche mit negativ differentiellem Widerstand auf, wie sie in Teil 1.4 beschrieben worden. Aufgrund der ausgeprägt nichtlinearen Quasiteilchenkennlinie ist hier allerdings kein quantitativer Vergleich mit dem RCSJ-Modell möglich. Das gelingt erst für die im nächsten Abschnitt beschriebenen experimentellen Daten.

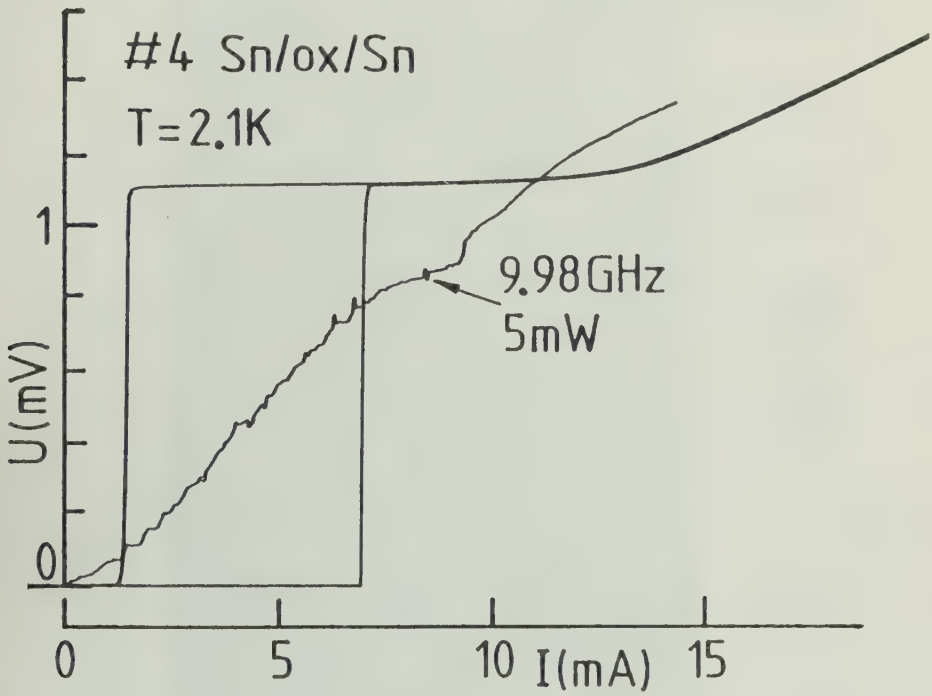


Bild 4.3 I-V-Kennlinie von Probe No.4 für den Grenzfall tiefer Temperaturen ($\Delta(0)-\Delta(T)<<1$) ($T_c \approx 3.8K$) ohne und mit Mikrowelleneinstrahlung. Die Mikrowellen-induzierten Strukturen zeigen unregelmäßige ("fraktale") Struktur. Der Spannungssprung bei 1mA ist durch Fluktuationen induziert und stellt nicht den Subgapast dar.

4.2 *Detailliertes Verhalten der I-V-Kennlinien im Grenzfall schwacher Hysterese*

Wie in Teil 3.1 diskutiert, kann der kritische Strom I_m und damit die Stärke der Hysterese über die Temperatur eingestellt werden. In Bild 4.4 a-c sind aussagekräftige Daten zusammengestellt, die die Entwicklung und Ausbreitung der mit dem chaotischen Verhalten einhergehenden Strukturen der Strom-Spannungskennlinien zeigen. Dabei ist jeweils der Bereich -0.5mA<I<0.5mA dargestellt. Es handelt sich um Daten aus dem selben Experiment wie in Bild 4.1. Die Ergebnisse werden im folgenden einzeln beschrieben.

Für T/T_c=0.984 (Bild 4.4a) ist die Kennlinie ohne Mikrowelleneinstrahlung fast hysteresefrei. Wie jedoch später gezeigt wird (Teil 4.3), können schwache Hystereseschleifen durch externes bzw. thermisches Rauschen unterdrückt werden. Wenn die Mikrowelle zugeschaltet und die Abschwächung reduziert wird, treten Spannungsstufen auf, die erwartungsgemäß ein Besselfunktionsähnliches Modulationsmuster aufweisen (vgl.D81, BP82). Bei 18.4dB verschwindet die Nullspannungsstufe (Suprastrom) zum ersten Mal. Wird die Abschwächung weiter reduziert (16.6dB), so erscheint die Nullstufe zunächst nicht wieder, wie dies bei einem regulären Modulationsmuster zu erwarten wäre. Stattdessen treten subharmonische Spannungsstufen auf (vgl.Teil 1.4), die zwischen den n=-1 und n=+1-Stufen liegen; eine leichte Andeutung dieser Stufen ist bereits bei 22dB zu sehen. Das Phänomen wiederholt sich bei 13.7dB zwischen den n=0 und den n=±2 Stufen. Für höhere Spannungen ($U>3\Phi_0\nu_J$) sind nur harmonische Stufen vorhanden. Für Abschwächungen unterhalb von 12.2 dB (nicht dargestellt) werden keine subharmonischen Stufen mehr beobachtet, sondern nur ganzzahlige, die als Funktion der Mikrowellenabschwächung schnell um die ohmsche Gerade oszillieren (vgl.Bild 4.2).

Bild 4.4a-c (folgende Seiten) Strom-Spannungskennlinien von Probe No.5 im Bereich $|I| \leq 0.5$mA (vgl. Bild 4.1 für $|I| \leq 2.5$mA) (T_c=3.8. Parameter ist jeweils die Abschwächung der Mikrowelle (9.985 GHz); 0dB entsprechen etwa 160µW über den Kontakt transmittierter Leistung (Bild 4.4a,b) bzw 320µW (Bild 4.4c) (+3dB). Mit sinkender Temperatur breiten sich unregelmäßige Stufenmuster aus, die von chaotischem Verhalten herrühren. Äquivalente RCSJ-Parameter: a)β_c=1.4, ξ_1=0.44; b)β_c=2.5, ξ_1=0.25; c)β_c=4.0, ξ_1=0.155

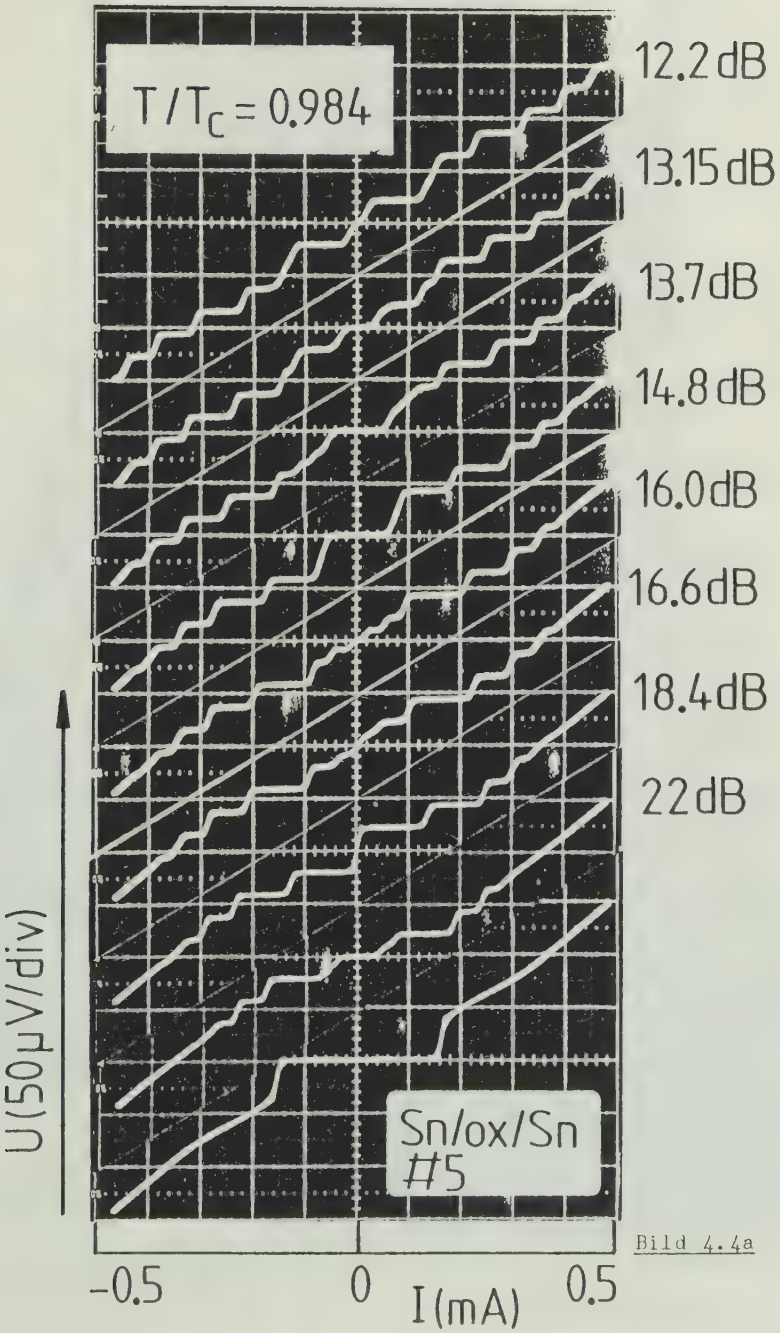

T/T_C = 0.984
12.2 dB
13.15 dB
13.7 dB
14.8 dB
16.0 dB
16.6 dB
18.4 dB
22 dB
Sn/ox/Sn
#5
U(50 µV/div)
-0.5
0
0.5
I(mA)

Bild 4.4a

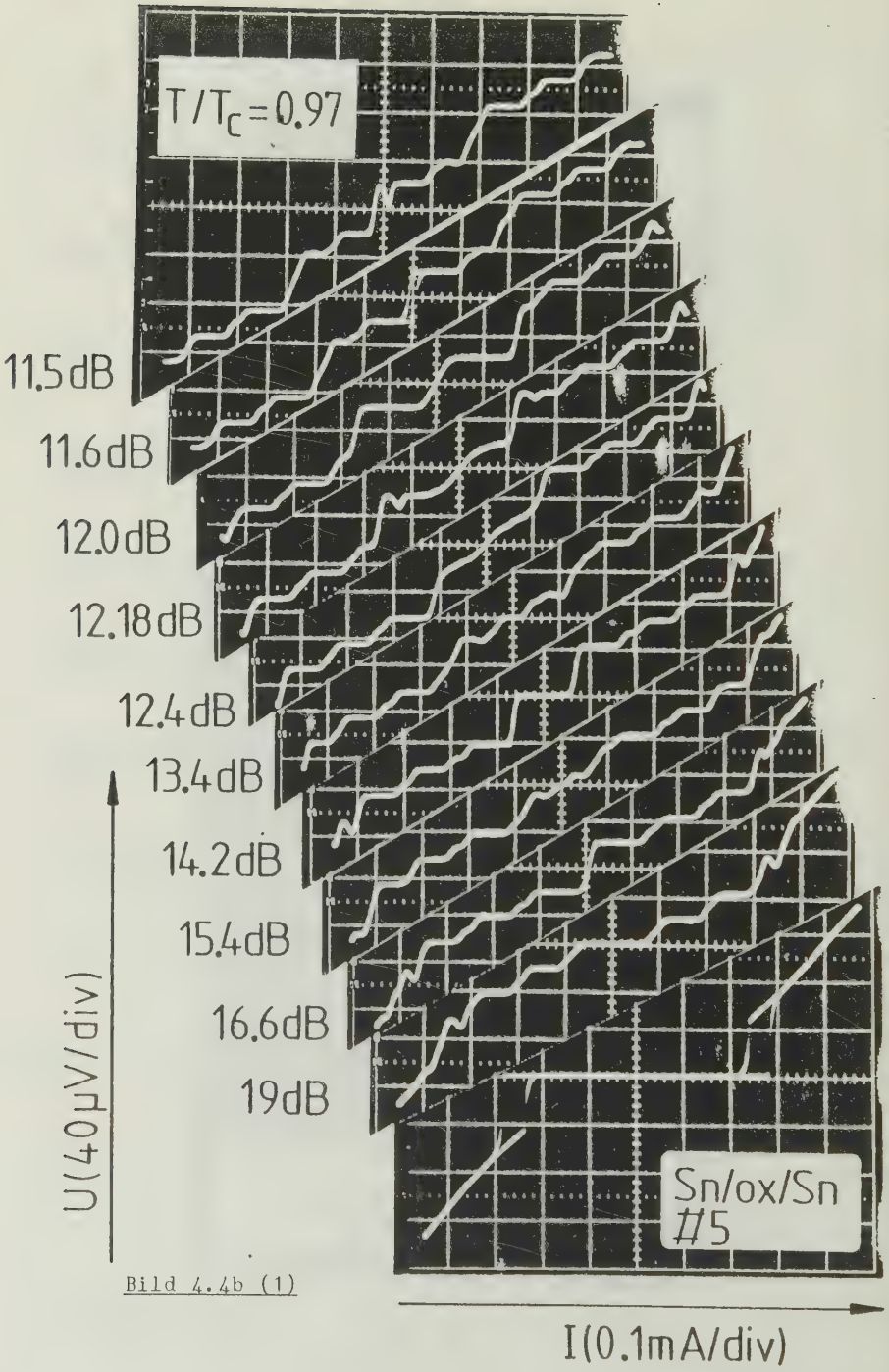

T/T_C = 0.97
11.5 dB
11.6 dB
12.0 dB
12.18 dB
12.4 dB
13.4 dB
14.2 dB
15.4 dB
16.6 dB
19 dB
U(40 µV/div)
I(0.1 mA/div)
Sn/ox/Sn
#5

Bild 4.4b (1)

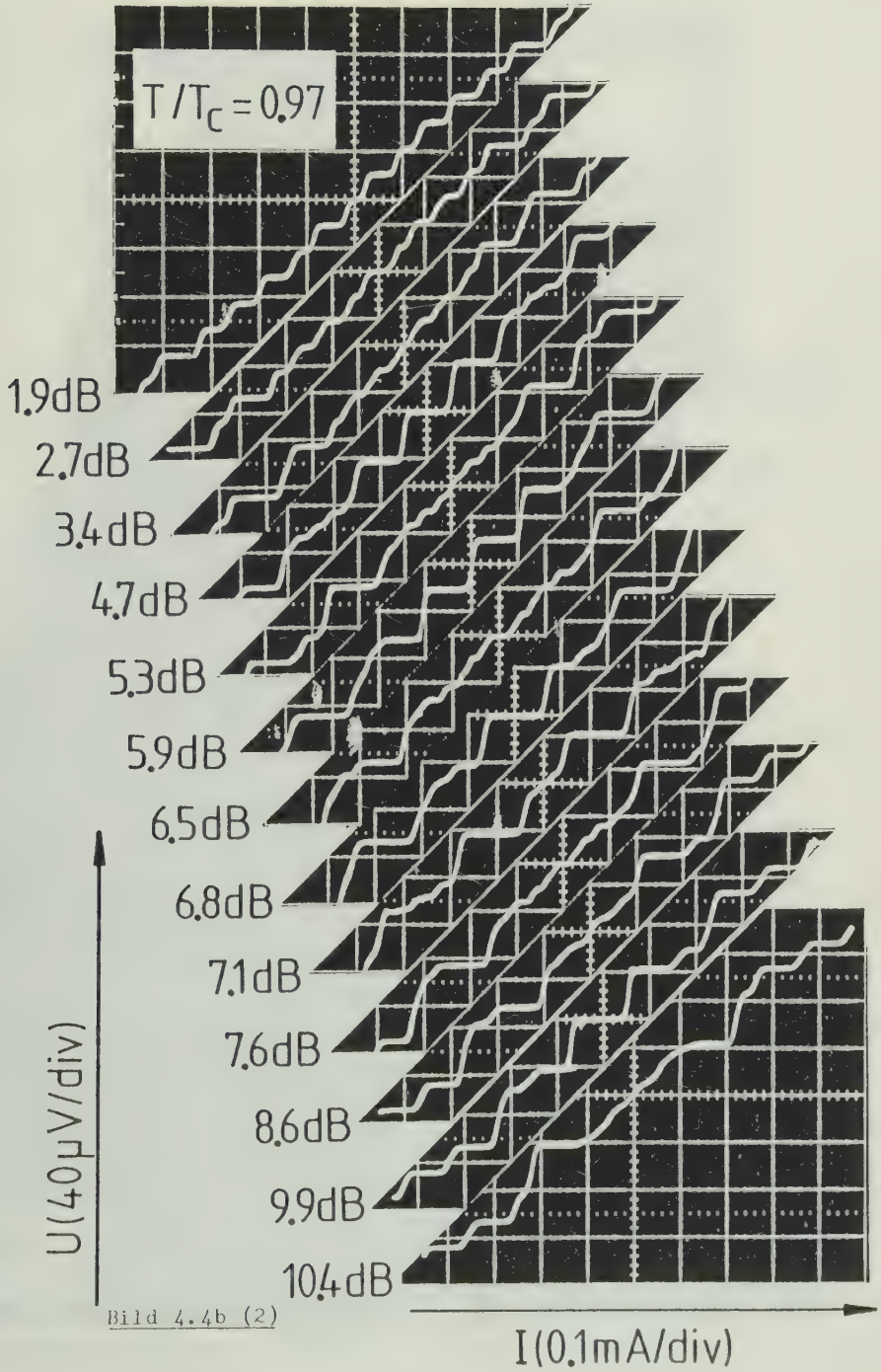

T/T_C = 0.97
1.9dB
2.7dB
3.4dB
4.7dB
5.3dB
5.9dB
6.5dB
6.8dB
7.1dB
7.6dB
8.6dB
9.9dB
10.4dB
U(40µV/div)
I(0.1mA/div)

Bild 4.4b (2)

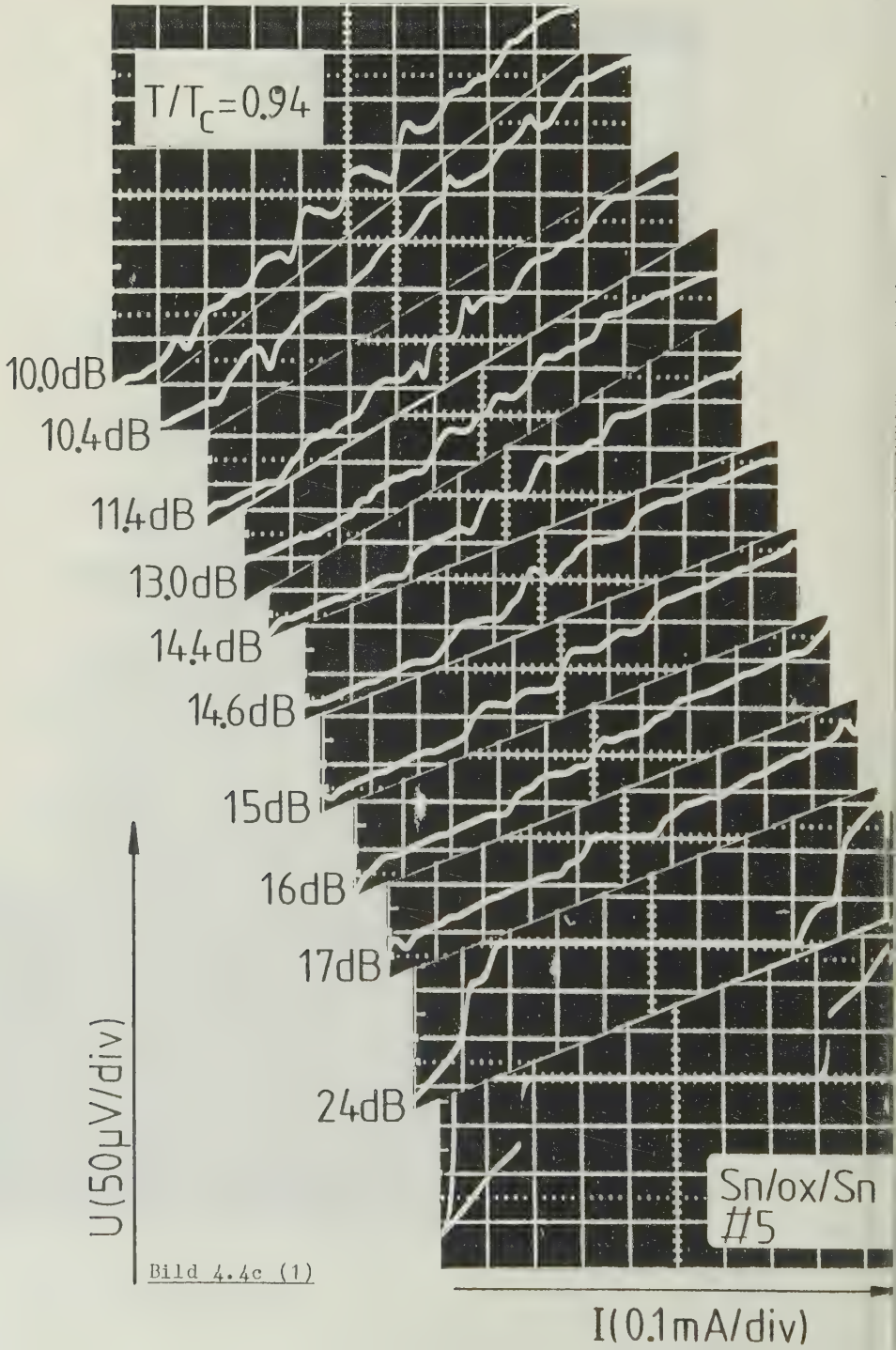

T/T_c=0.94
10.0dB
10.4dB
11.4dB
13.0dB
14.4dB
14.6dB
15dB
16dB
17dB
24dB
Sn/ox/Sn
#5
U(50µV/div)
I(0.1mA/div)

Bild 4.4c (1)

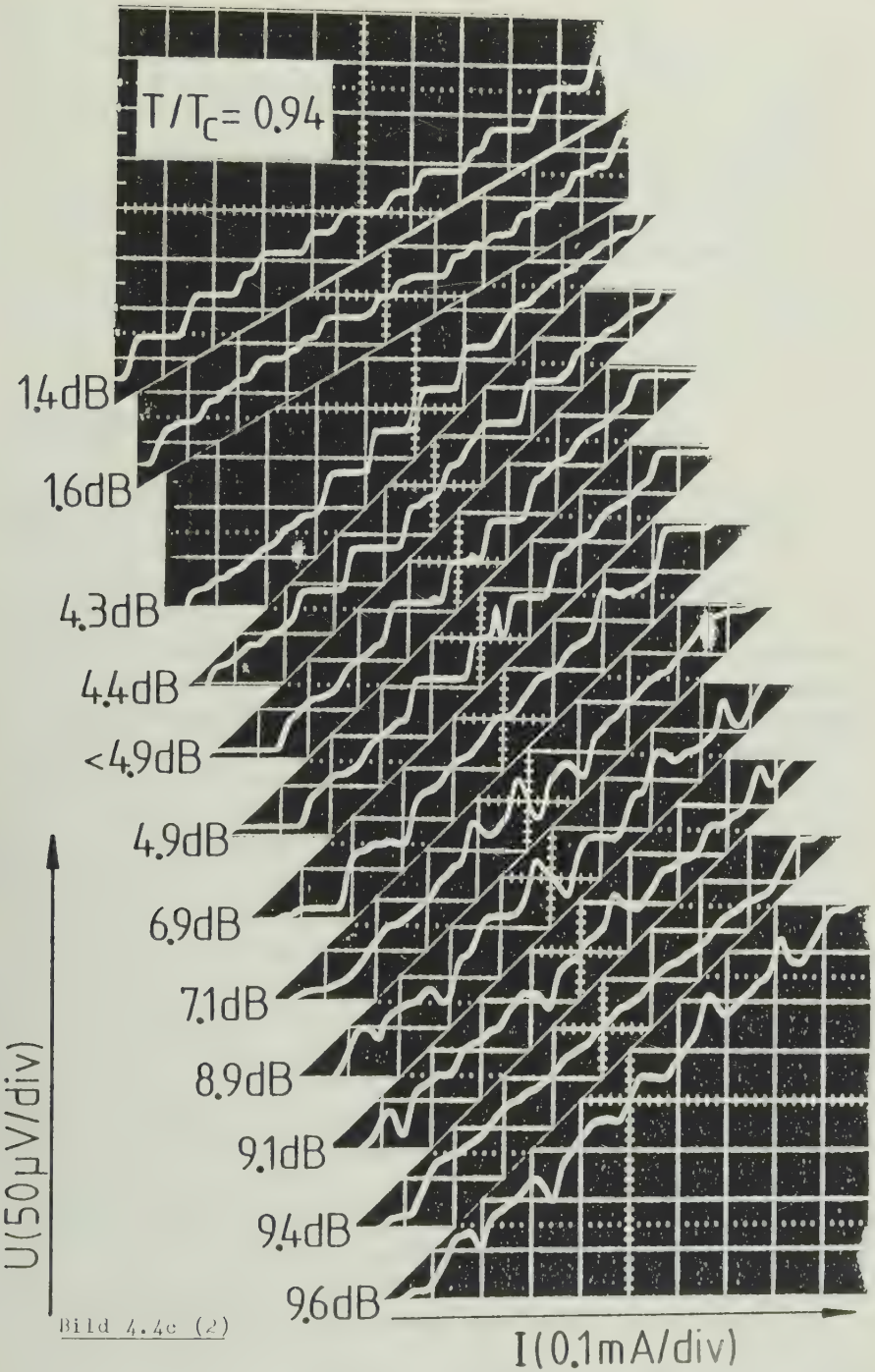

T/T_C = 0.94
1.4dB
1.6dB
4.3dB
4.4dB
<4.9dB
4.9dB
6.9dB
7.1dB
8.9dB
9.1dB
9.4dB
9.6dB
U(50µV/div)
I(0.1mA/div)

Bild 4.4c (2)

Bei $T/T_c=0.97$ (Bild 4.4b) haben sich Hystereseschleifen am Spannungseinsatz gebildet. Offensichtlich ist das Modulationsmuster gestört. Vergleicht man die 15.4dB-Kurve von Bild 4.4b mit der 16.6dB-Kurve aus Bild 4.4a, so erkennt man, daß sich zwischen den $n=\pm 2$-Stufen ein Gebiet mit negativ differentiellem Widerstand gebildet hat; die $n=\pm 1$-Stufen fallen ganz aus. Subharmonische Stufen erkennt man zwischen den n=2 und n=3-Stufen. Mit abnehmender Abschwächung werden weitere Stufen ausgelöscht; so fehlen bei 12.4dB alle Stufen zwischen $n=\pm 3$. Erst für 1.9dB tritt wieder ein regelmäßiges Stufenmuster auf, als die ohmsche Gerade erreicht wird.

Bei 11.6dB überlappen sich die $n=\pm 1$-Stufen zum ersten Mal. Dies wird häufig als "inverser Josephsoneffekt" bezeichnet, weil ein reiner Wechselstrom (der Gleichstrom verschwindet) der Frequenz ν_1 eine Gleichspannung von $\Phi_0\nu_1$ erzeugt(O 84). Bei nur wenig geringerer Abschwächung zerfällt die enstandene Hystereseschleife, wobei ein scharfer Zacken entsteht. Dies kann auf rauschinduziertes Fluktuieren zwischen beiden Stufen zurückzuführen sein und ist nicht unbedingt ein Hinweis auf chaotisches Verhalten; man vergleiche die Diskussion in DDB85. Die bei 12.18dB beobachteten Zacken haben wohl einen ähnlichen Ursprung, ebenso die bei 19dB auftretenden. Die letztere Struktur erscheint am Ende des Bereichs, in dem überhaupt Stufen auftreten (entsprechend dem in Bild 4.2 und 4.3 beobachteten Knick), wo die Steigung am größten ist. Die Auslöschung von Stufenstrukturen über weitere Bereiche kann jedoch in keinem Fall durch rauschinduzierte Fluktuation allein erklärt werden; hier liegt ein intrisischer Mechanismus vor, der die Stabilität der Stufen zerstört.

Wird die Temperatur weiter abgesenkt, so dominieren die Bereiche mit Zackenstrukturen ($T/T_c=0.94$, Bild 4.4c). Reguläre Shapirostufen werden nur noch für Abschwächungen kleiner als 7dB beobachtet. Bei 1.6dB ist die ohmsche Gerade erreicht; subharmonische Stufen sind immer noch zu beobachten. Auch hier kann der rauschinduzierte Zerfall von Hystereseschleifen beobachtet werden (4.9dB).

In Bereichen mit starker Steigung ist gelegentlich eine Asymmetrie der Kurven bezüglich des Ursprungs zu beobachten, so bei 4.4dB in der Nähe des Ursprungs. Diese Asymmetrie könnte auf in der Abschirmung eingefangene inhomogene Restmagnetfelder zurückzuführen sein.

Die Daten von Bild 4.4 zeigen explizit den Übergang vom regulären zum fraktalen, chaotischen Verhalten innerhalb eines Experiments. Dabe wird im wesentlichen der kritische Strom über die Temperatur (vgl.GL3.1.1) eingestellt. Dies entspricht innerhalb des RCSJ-Modells einer Variation des McCumber-Parameters $\beta_c = 2\pi R^2 I_m C/\Phi_0$; bei konstanter Frequenz ν_1 ist dabei das Produkt $\beta_c \xi_1$ konstant; hier ist näherungsweise $\beta_c \xi_1 = 0.6$. Solange die Nichtlinearität der Subgapkennlinie nicht zu stark ist, sollte ein direkter Vergleich dieses Experiments mit dem RCSJ-Modell möglich sein; um einen realistischen Vergleich zu ermöglichen, ist es notwendig, auch externes Rauschen zu berücksichtigen. Dies wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

4.3 Vergleich Experiment-Simulation

Der Einfluß weißen Rauschens mit einer Rauschtemperatur T_n auf einen Josephsonkontakt kann durch den dimensionslosen Parameter

$$\gamma = \frac{hI_m}{2\pi e k_B T_n} \qquad (4.3.1)$$

(AH69, siehe auch DT81) beschrieben werden (alle Größen haben ihre übliche Bedeutung). Die Johnson-Formel verknüpft die Rauschleistung pro Frequenzintervall $RI_n^2/\Delta\nu$, die ein Stromrauschen mit Effektivwert I_n in einem Widerstand R_n erzeugt, mit der Rauschtemperatur T_n:

$$\frac{R_n I_n^2}{\Delta\nu} = 4k_B T_n \; . \qquad (4.3.2)$$

(4.3.1) und (4.3.2) können verknüpft werden. Dabei können I_n und $\Delta\nu$ normiert werden (siehe Teil 1.2). Man erhält

$$\gamma = \frac{4R}{\pi R_n} \frac{\Delta\xi}{i_n^2} \; . \qquad (4.3.3)$$

$i_n/\Delta\xi^{1/2}$ ist die normierte spektrale Dichte des Stromrauschens, R/R_n ist das Verhältnis des asymptotischen Widerstandes R (er entspricht im Experiment dem Quasiteilchentunnelwiderstand R_q) zum Widerstand R_n am Arbeitspunkt. Nur wenn Gleich- und Wechselstrom beide kleiner als I_m sind (so z.B. für die 24dB-Kurve aus Bild 4.4c), ist R/R_n wesentlich von 1 verschieden.

Um einen Eindruck vom Einfluß externen Rauschens auf typische Szenarien des Josephsoneffekts zu erhalten, sind in Bild 4.5 I-V-Kennlinien und die Abhängigkeit der im Kontakt generierten Rauschspannung als Funktion des Gleichstroms für einen repräsentativen Satz von Parametern dargestellt; ein weiterer Parameter ist die externe Rauschtemperatur T_n. T_n wurde nach G1.4.3.3 und 4.3.1 für einen kritischen Strom von I_m=0.45mA berechnet; dies entspricht dem in Bild 4.4c dargestellten Fall.

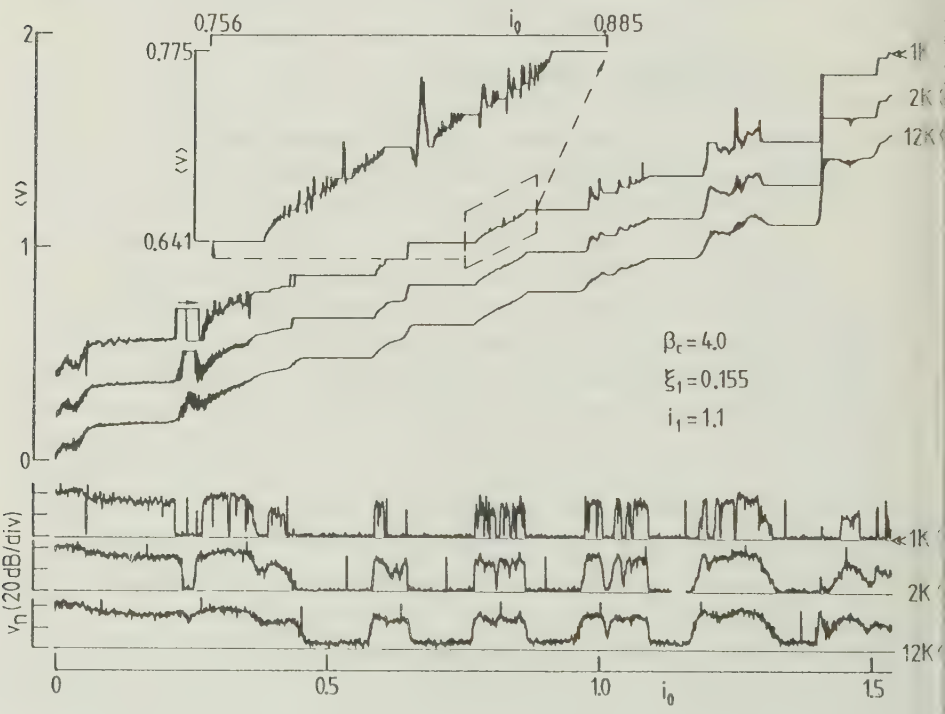


Bild 4.5 RCSJ-Simulation zur Demonstration des Einflusses von externem Rauschen auf Kennlinie und niederfrequentes Spannungsrauschen. Die Parameter entsprechen etwa der experimentellen Situation von Bild 4.4c (T/T_c=0.94, 15dB-16dB). Obere Kurvenschar: I-V-Kennlinie; untere Kurvenschar: niederfrequentes Rauschen (Bandpass bei $0.18\xi_1$, Bandbreite $0.02\xi_1$). Die externe Rauschtemperatur gilt für I_m=0.45mA (Bild 4.4c). Der Rauschpegel des intrinsischen Rauschens entspricht einigen 10^4K. (Analogsimulation)

Ohne externes Rauschen ($T_n << 1K$) weist die Kennlinie eine reiche Struktur auf. Es treten Hysterese, subharmonische Stufen und verrauschte Bereiche auf; ein typischer Bereich ist vergrößert dargestellt; das Verhalten entspricht qualitativ dem in Teil 1.4 (Bild 1.3) beschriebenen. Ungelockte Bereiche weisen Rauschen auf; der Rauschpegel liegt typischerweise 30-40dB über dem Verstärkeruntergrund (hier einige K äquivalente Rauschtemperatur). Eingelockte harmonische und subharmonische Stufen erscheinen als rauschfreie Fenster. Bifurkationsinduziertes Chaos auf einer Stufe (so auf der letzten Stufe rechts oben) führt zu etwas niedrigeren Rauschpegeln, da das zugehörige Spektrum zu niedrigen Frequenzen hin abnimmt, während Intermittenz einen endlichen Grenzwert für Frequenz 0 besitzt (vgl.Bild 1.9).

Wird ein externer Rauschpegel von 2K zugeschaltet (dies ist eine untere Grenze für das Experiment), so werden bereits viele Feinstrukturen unterdrückt. Hystereseschleifen und subharmonische Stufen höherer Ordnung (der Nenner q der Windungszahl p/q) verschwinden. Bei einem externen Rauschpegel von 12K bleiben nur subharmonische Stufen der Ordnung 2 und mehr oder weniger ausgeschmierte Zacken übrig. Auch auf den gelockten Stufen kann nun Rauschen detektiert werden; dies entspricht offensichtlich dem eingespeisten Rauschpegel. Der Einfluß des thermisch induzierten Springens zwischen Stufen ist bei $i_o = 1.4$ zwischen der n=7 und der n=9-Stufe (letzte Stufe rechts oben) zu beobachten; mit zunehmendem T_n wächst ein Rauschpeak aus dem Untergrund. In ähnlicher Weise beeinflußt das externe Rauschen die Stabilität der n=9-Stufe, die in der Mitte auseinanderzubrechen beginnt. Dort konnte ja für $T_n = 0$ bifurkationsinduziertes Chaos detektiert werden.

Der intermittente Rauschpegel liegt überall 30 bis 40dB über dem Untergrund; dies entspricht einer Rauschtemperatur zwischen 10^4 und 10^5K. Die für das Experiment anzunehmende externe Rauschtemperatur dürfte etwa den in Bild 4.5 verwendeten 12K entsprechen, die bei $T_n = 2K$ noch aufgelösten Strukturen werden experimentell jedenfalls nicht mehr beobachtet. Es ist wahrscheinlich, daß auch die auf Zimmertemperatur befindlichen Komponenten des Experiments auf die Probe einstreuen und so den Pegel über den thermischen Wert (ca.3,6K) anheben.

Ein Satz von simulierten Kennlinien ist in Bild 4.6a-c dargestellt. Dabei ist jeweils die Kennlinie mit und ohne externes Rauschen aufgenommen. Die Parameter (β_c=1.4 (a), β_c=2.5 (b) und β_c=4.0 (c) bei $\beta_c\xi_1$=0.63) entsprechen näherungsweise den experimentellen Daten von Bild 4.4a-c. Eine genaue Übereinstimmung von Analogsimulation und Experiment ist allerdings nicht zu erwarten. Zur Auswertung der äquivalenten RCSJ-Parameter aus den experimentellen Daten ist stets der asyptotische Widerstand R_q und nie der Subgapwiderstand R_s verwendet worden; im betrachteten Temperaturbereich ($T/T_c \geq 0.94$ ist R_s nicht größer als $2R_q$. Dies ist jedoch nicht mehr erfüllt, wenn $1-T/T_c$ nicht mehr klein gegen 1 ist (vgl.Bild 4.2).

Bild 4.6 soll mit Bild 4.4 verglichen werden. Die Hochfrequenzamplituden i_1 aus Bild 4.6 sind nicht explizit mit den Werten der Mikrowellenabschwächung abgeglichen. Das im Experiment vorhandene externe Rauschen dürfte etwas höher liegen als die in der Simulation verwendeten 9K.

Für β_c=1.4 (Bild 4.6a) bzw T/T_c=0.984 (Bild 4.4a) werden subharmonische Stufen zuerst für i_o=0.8 bzw. 22dB beobachtet; sie treten ebenfalls für i_1=1.8 (16dB) und i_1=2.4 (13.7dB) auf. Feinstrukturen wie bei i_1=2.4 werden im Experiment nicht beobachtet.

Für β_c=2.5 (Bild 4.6b) breiten sich die fraktalen Bereiche zu höheren Spannungen hin aus, wenn i_1 von 0.8 auf 2.4 erhöht wird (das entspricht etwa dem Bereich von 19dB bis 10.4dB in Bild 4.4b). Für i_1=1.6 (bzw.12.4dB) fehlen die harmonischen Stufen zwischen $n=\pm 3$. Bei i_1=1.8 (bzw.11.5dB) ist die Steigung im Ursprung negativ, dies entspricht einer instabil gewordenen Hystereseschleife.

Bild 4.6a-c (folgende Seiten) RCSJ-Simulation für Parameter ähnlich den experimentellen Werten aus Bild 4.4 für verschiedene Hochfrequenzamplituden. Die Strom-Spannungskennlinien werden mit (T_n=9K) und ohne ($T_n \ll 1$K)externes Rauschen dargestellt. Von a) nach c) wird der kritische Strom I_m variiert; $\beta_c\xi_1=2\pi RC\nu_1$=0.63 ist dabei konstant. Mit zunehmendem β_c breiten sich die fraktalen Bereiche aus. (Analogsimulation)

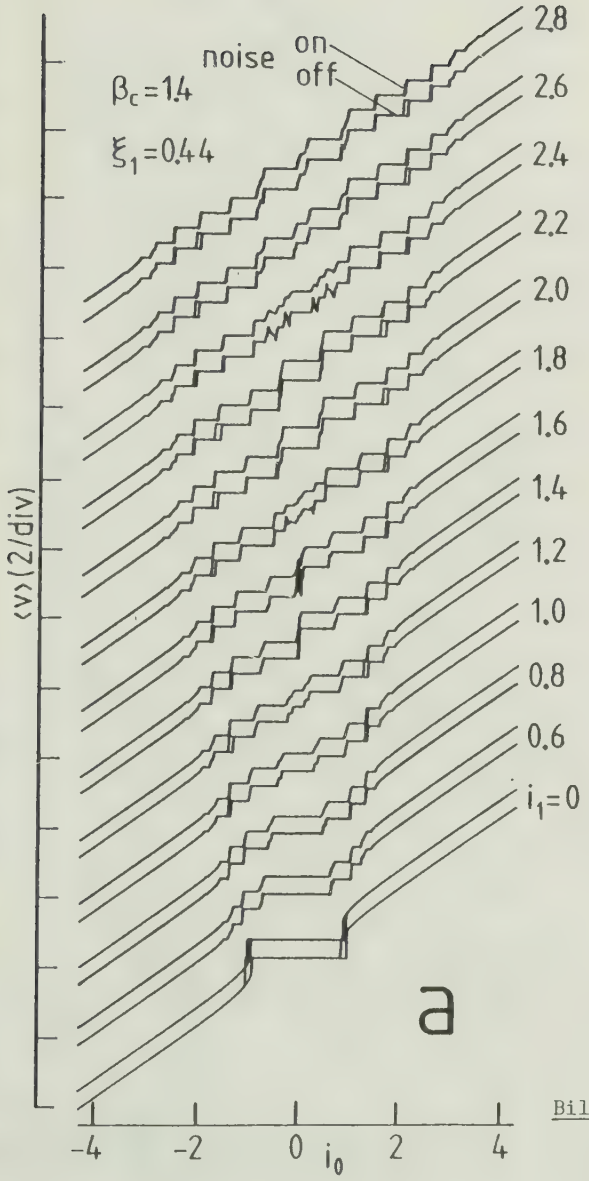

noise
on
off
$\beta_c = 1.4$
$\xi_1 = 0.44$
2.8
2.6
2.4
2.2
2.0
1.8
1.6
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
$i_1 = 0$
a
⟨v⟩(2/div)
-4
-2
0
i_0
2
4

Bild 4.6a

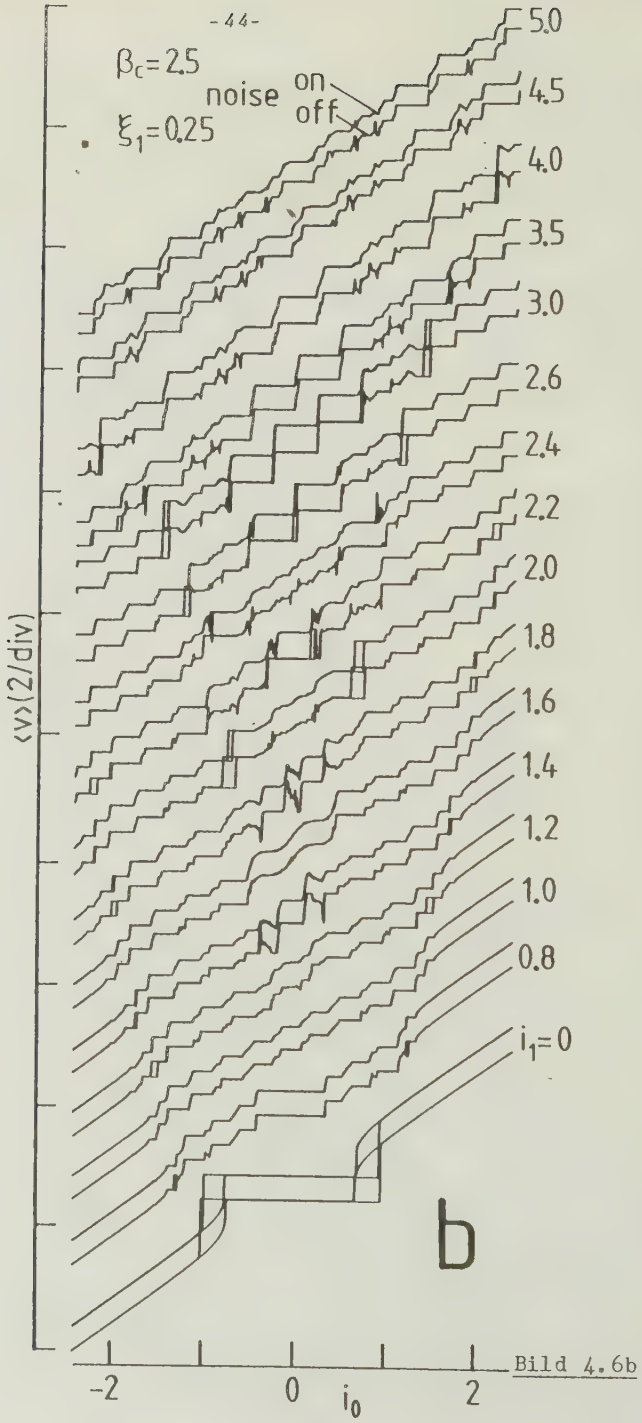

$\beta_c = 2.5$
$\xi_1 = 0.25$
noise on
off
5.0
4.5
4.0
3.5
3.0
2.6
2.4
2.2
2.0
1.8
1.6
1.4
1.2
1.0
0.8
$i_1 = 0$
b
$\langle v \rangle$ (2/div)
-2
0
i_0
2

Bild 4.6b

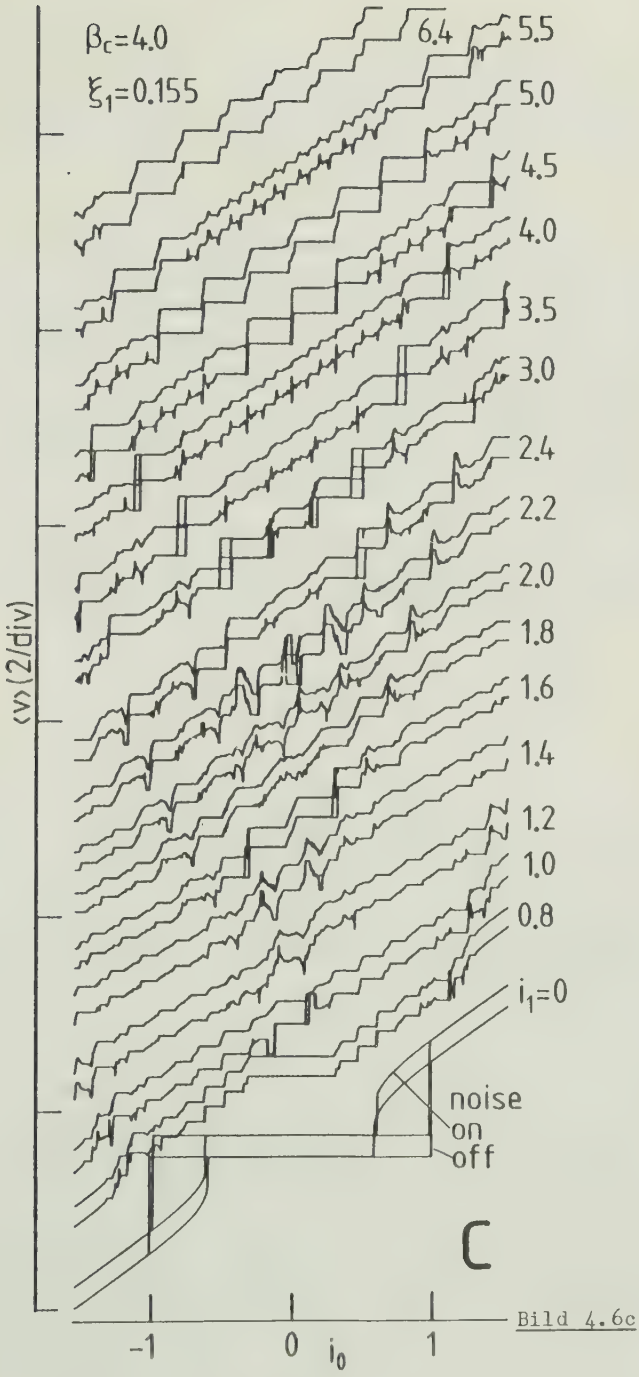

β_c=4.0
ξ_1=0.155
6.4
5.5
5.0
4.5
4.0
3.5
3.0
2.4
2.2
2.0
1.8
1.6
1.4
1.2
1.0
0.8
i_1=0
noise
on
off
C
⟨v⟩(2/div)
-1
0
i_0
1

Bild 4.6c

Bei i_1=3.0 bzw.5.9dB treten Shapirostufen doppelten Abstands ($2\Phi_o\nu_1$) auf, während die fraktalen Bereiche langsam zurückgedrängt werden. Für noch höhere Hochfrequenzamplituden (i_1=0.5, 1.9 dB) nähert sich die Kennlinie der ohmschen Geraden.

Wird β_c weiter erhöht (Bild 4.6c mit β_c= 4.0), so nehmen die typischen Zacken an Höhe und Ausdehnung weiter zu; darin äußert sich die Tatsache, daß instabile Stufen sich immer stärker überlappen (KM85). Auch hier treten für höhere Amplituden (i_1=5.0) Shapirostufen doppelter Höhe auf, die sich mit schwächer ausgeprägten Zackenstrukturen abwechseln. Qualitativ wird das experimentelle Verhalten gut beschrieben; Zacken mit einer Höhe von ein bis zwei Stufen (20-40μV) treten im Bereich zwischen i_1=1.2 und 3.5 (Bild 4.6 und 13dB bis 6.9 dB auf (Bild 4.4c).

Nach Kautz und Monaco (KM85) kann der chaotische Bereich nach einfachen Regeln abgeschätzt werden. Chaos sollte für folgende Bedingungen <u>nicht</u> auftreten:

$$\beta_c \ll 1 \qquad (4.3.4a)$$

$$\xi_1 \gg \beta_c^{-1/2} \qquad (b)$$

$$i_1 \ll 1 \qquad (c)$$

$$i_1 \gg \xi_1^{-1}(1 + \xi_1^2\beta_c^2)^{1/2} \qquad (d)$$

$$i_1 \gg \xi_1^{-3}\beta_c^2(1 + \xi_1^2\beta_c^2)^{1/2} \qquad (e)$$

$$i_o \gg i_1(1 + \xi_1^2\beta_c^2)^{-1/2} \qquad (f)$$

G1.4.3.4d ist für den hier betrachteten Parameterbereich eine stärkere Bedingung als (4.3.4 e). Die physikalische Bedeutung der Beziehungen (4.3.4 a-f und ihre Anwendung auf die Daten von Bild 4.4a-c und 4.6a-c wird im folgenden diskutiert.

Im Fall $\beta_c \ll 1$ sind Plasmaschwingungen (siehe Teil 1.2) überdämpft; die Zahl der aktiven Freiheitsgrade des Systems wird für $\beta_c \to 0$ auf 2 reduziert (siehe G1.1.2.6). In Übereinstimmung mit (4.3.4a) wird der Einsatz chaotischer Strukturen bei β_c=1.4 beobachtet.

Übersteigt die antreibende Frequenz die Plasmafrequenz $\xi_{p1}=\beta_c^{-1/2}$ (G1.4.3.4b), so kann nur sehr wenig Energie auf den Josephsonoszillator übertragen werden, da die Harmonischen der Plasmafrequenz mit zunehmender Ordnung schnell abfallen; chaotische Bewegung benötigt in diesem Fall aber Dissipation. Im Experiment ist

stets $\xi_1 < \beta_c^{-1/2}$ (z.B. $\xi_1 = 0.44$ und $\beta_c^{-1/2} = 0.85$ für Bild 4.4a bzw. 4.6a).

(4.3.4c) bedeutet einfach, daß für kleine Hochfrequenzamplituden die Zahl der aktiven Freiheitsgrade des Systems reduziert wird; wie im Fall $\beta_c \to 0$ bleiben für $i_1 \to 0$ nur zwei Freiheitsgrade, zuwenig für chaotisches Verhalten.

(4.3.4d) beschreibt den Grenzfall, daß die nach dem Besselfunktionsmuster modulierten Stufen nicht mehr überlappen und somit keine intermittenten Schaltprozesse zwischen zwei oder mehr Stufen möglich sind. Um eine Abschätzung für die Gültigkeit von (4.3.4d) zu erhalten, ist es notwendig, die Werte der Mikrowellenabschwächung aus Bild 4.4 mit den normierten Amplituden i_1 aus Bild 4.6 zu vergleichen. Für $1 < i_1 < 1.2$ verschwindet die Nullspannungsstufe zum ersten Mal; dies entspricht etwa 18.4dB (Bild 4.4a), 16.6dB (4.4b) bzw. 16dB (4.4c). Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die 0dB-Marke in Bild 4.4c um 3dB über dem 0dB-Pegel von Bild 4.4a und b liegt. Man erhält für (4.3.4d) folgende folgende Abschätzung:

$i_1 >> 2.7$ (Bild 4.6a) bzw. 11.6dB (4.4a)
$i_1 >> 4.7$ (" " b) " 4dB (" b)
$i_1 >> 7.6$ (" " c) " 0dB (" c)

Tatsächlich beschreiben diese Werte etwa die Grenze des stark chaotischen Verhaltens; so wird bei 12.2 dB (und für höhere Leistungen, nicht in Bild 4.4a dargestellt) nur reguläres Verhalten beobachtet; bei 2.7 dB (Bild 4.4b) bzw 1.4dB (Bild 4.4c) sind nur noch einzelne subharmonische Stufen zu erkennen. Eine scharfe Grenze besteht jedoch nicht.

Für den Parameterbereich des Experiments reduziert sich (4.3.4f) auf $i_o >> i_1$, da der Faktor $(1+\xi_1^2\beta_c^2)^{-1/2}$ den Wert 0.85 hat. Die Bedingung (4.3.4f) beschreibt die Tatsache, daß sich mit zunehmender Hochfrequenzamplitude die chaotischen Bereiche vom Ursprung her zu höheren Gleichstromwerten hin ausbreiten. Dies ist in Bild 4.4 und 4.6 gut zu beobachten. Zu höheren Amplituden hin begrenzt (4.3.4d) den chaotischen Bereich. Insgesamt findet man, daß die Bedingungen (4.3.4) auf das vorliegende Experiment anwendbar sind und sinnvolle Resultate ergeben.

Die Grenzen des RCSJ-Modells werden insbesondere beim Übergang zu tieferen Temperaturen deutlich. Dabei treten folgende Abweichungen vom einfachen RCSJ-Modell auf:

Der Grenzfall des "kleinen Kontakts" ist nur beschränkt gültig. Sobald die größte Ausdehnung L des Kontakts die Josephsoneindringtiefe λ_J wesentlich überschreitet, können sich stehende Wellen im Kontakt ausbilden, die sich als Spannungsstufen ("zero (magnetic) field steps" (BP82) in der Strom-Spannungscharakteristik äußern; dies wurde für $T/T_c<0.94$ häufig beobachtet. Erste Anzeichen für diesen Effekt sind in Bild 4.4c (Kurve ohne Mikrowelleneinstrahlung) als leichter Knick in der Subgapkennlinie zu erkennen (die zugehörige Welle ist in diesem Temperaturbereich stark gedämpft). Die Josephsoneindringtiefe λ_J des Magnetfelds parallel zum Kontakt kann mit der Formel

$$\lambda_J = \left(\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 j_c (2\lambda_L + d)}\right)^{1/2} \qquad (4.3.5)$$

(DT81) abgeschätzt werden. Dabei ist j_c die kritische Stromdichte, $\lambda_L=\lambda(0)(1-(T/T_c)^4)^{-1/2}$ die Magnetfeldeindringtiefe nach London (hier ist das Zweiflüssigkeitenmodell (DT81) für die Temperaturabhängigkeit von λ_L verwendet worden), $\lambda(0)=36nm$ (DT81), μ_0 die Permeabilität des Vakuums und d die Dicke der Isolatorschicht. d kann hier stets gegen $2\lambda_L$ vernachlässigt werden. Für Probe No.5 erhält man $\lambda_J \leq 87\mu m$ für $T/T_c=0.94$ und $\lambda_J=106\mu m$ bei $T/T_c=0.984$; die Länge des Kontakts (vgl. Bild 3.1) ist $L=160\mu m$. Insbesondere für $T/T_c<0.94$ kann der Einfluß von inhomogener Josephsonstromverteilung nicht mehr vernachlässigt werden.

Ferner führt die Zunahme der Nichtlinearität in der Quasiteilchen-Tunnelkennlinie (vgl. Bild 4.1 und 4.2) zu weiteren Abweichungen vom einfachen RCSJ-Modell mit konstantem R (vgl. ABO84).

Abschließend stellt sich die Frage, ob die in Teil 1.4 beschriebenen Szenarien im Experiment beobachtet werden können. Das in Bild 1.3 beobachtete Szenario ist für schwächer chaotische Bereiche typisch; es tritt in ähnlicher Form in Bild 4.5 (vergrößerter Ausschnitt) auf und ist auch in Bild 4.6a-c vielfach vorhanden. Der intermittente Mechanismus ist i.a. vom Typ I. Man kann im Experiment dieses Szenario überall dort annehmen, wo subharmonische Stufen auftreten. Stärker chaotische Bereiche lassen sich i.a. nicht durch einfache Intermittenztypen beschreiben, so daß die Frage, ob im Experiment ein

Typ-III-Szenario auftritt, offen bleiben muß. Ob intermittentes Rauschen experimentell beobachtbar und eindeutig interpretierbar ist, wird im nächsten Abschnitt untersucht.

4.4 Rauschmessungen

Ein direkter Nachweis für das Auftreten von Chaos sind zeitaufgelöste Messungen der Spannung über dem Kontakt. Im niederfrequenten Bereich könnte so intermittentes Rauschen nachgewiesen werden. Die zu erwartenden Signale sind jedoch außerordentlich schwach (einige $nV/Hz^{1/2}$). Außerdem ist es schwierig, thermisch induziertes und intrinsisches Rauschen zu trennen (vgl. Bild 4.5). Davidson et al. (DDB85) haben gefunden, daß ein Anstieg des Spannungsrauschens eng mit dem dynamischen Widerstand dU/dI der Kennlinie verknüpft ist. Wird der Tunnelkontakt in einem entsprechenden Arbeitspunkt betrieben, so wirkt der lokal hohe dynamische Widerstand verstärkend auf externes bzw. thermisches Rauschen (man vergleiche Bild 4.5, T_n=12K bei i_o=0.6). Die meisten in der Literatur berichteten Rauschmessungen (z.B. ON84) lassen sich aus diesem Grund nicht einduetig interpretieren.

Davidson et al. (DDB85) konnten die Auflösung durch numerische Signalmittelung verbessern; zusätzlich dazu konnte das eingestreute Rauschen durch die Verwendung von heliumgekühlten Abschwächern reduziert werden. Unter diesen Bedingungen konnte ein exponentiell mit dem Gleichstrom ansteigender und ein gaussscher Rauschanteil separiert werden. Diese Autoren schreiben den exponentiellen Anteil den rein thermischen Fluktuationen zu, während der zweite Anteil auf (möglicherweise durch Fluktuationen stimulierte) chaotische Intermittenz zurückzuführen sein soll. Das Experiment wurde für Parameter durchgeführt, die etwa der Situation in Bild 4.4b (16.6dB) entsprechen; dabei wurde der Bereich zwischen den $n=\pm 1$ - Stufen vermessen.

Um den Einfluß des thermischen Rauschens zu minimieren, wurde das hier vorgestellte Experiment bei 2.1K unterhalb des λ-Übergangs des Heliums durchgeführt. Der in diesem Experoment verwendete Kontakt (No.6) wies eine relativ hohe kritische Stromdichte ($j_c \approx 10^6 Am^{-2}$ bei T/T_c=0.94) auf. Bei 2K ist λ_J<30µm, während L=100µm ist. Es kann hier also in keinem Fall von einem "kleinen" Kontakt gesprochen werde; im Experiment zeigt sich dann auch, daß die Kennlinie

stets asymmetrisch ist und angenommen werden muß, daß ein inhomogener Vortexzustand vorliegt. Für hohe Hochfrequenzleistungen (etwa vergleichbar zur 2dB-Kurve in Bild 4.2) nähert sich die Kennlinie der ohmschen Geraden, wobei die bei niedrigeren Leistungen vorhandene Asymmetrie teilweise ausgeglichen wird.

In Bild 4.7 sind die Meßdaten dargestellt. Die Kennlinie zeigt die für höhere Hochfrequenzleistungen typische Doppelstufen-Struktur (vgl Bild 4.4c, 1.4dB). Die Bereiche mit Zackenstrukturen sind gut erkennbar. Ebenso ist die in DDB85 beschriebene Korrelation zwischen dem dynamischen Widerstand und der Rauschamplitude evident. Der höchste Rauschpegel wird bei -0.6mA erreicht, er beträgt 200nV über dem Untergrund. Eine Separation von extrinsischem und chaotischem Rauschen ist nicht möglich. Andererseits besteht kein Zweifel daß die in der Kennlinie beobachteten Zacken auf Phasenverlust durch Chaos zurückzuführen sind. In diesen Bereichen tritt auch stets ein erhöhter Rauschpegel auf. So läßt sich wenigstens eine obere Grenze für die in diesem Fall auftretende intrinsische Rauschtemperatur abschätzten. Ein typischer Rauschpeak von 0.7nV/Hz$^{1/2}$ entspricht nach

$$\frac{U_n^2}{R} = 4k_B T_n \Delta\nu \qquad (4.4.1)$$

mit U_n=70nV, $\Delta\nu$=10kHz, R=0.15Ω einer Rauschtemperatur von T_n=6x10^{4}K. Solche Werte werden von den meisten Autoren berichtet (ON84, DDB85) und treten auch im Simulationsexperiment auf (Bild 4.5).

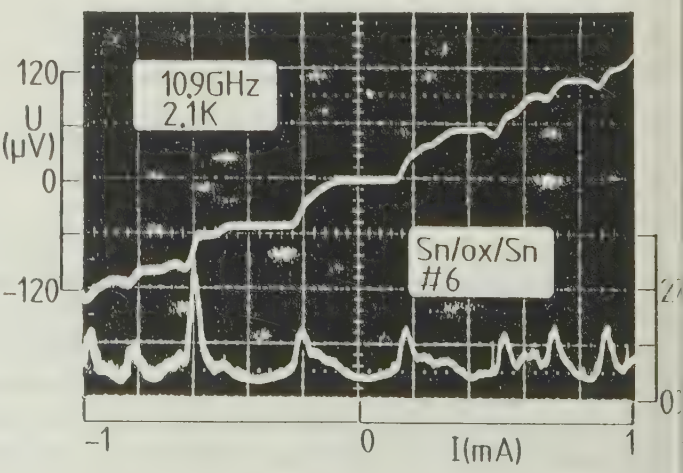


Bild 4.7
Rauschmessung (Probe No.6) oben: I-V-Kennlinie, unten: Rauschamplitude (100 kHz, $\Delta\nu$= 10kHz). L/λ_J>3, T_c=3.74K, R=0.15Ω.

5. Parameterbereich des chaotischen Verhaltens

Für alle Anwendungen von Josephsonkontakten ist es wichtig, zu wissen, für welche Parameter chaotisches Verhalten zu erwarten ist. Dies gilt nicht nur für Mikrowellenanwendungen wie Detektoren, Mischer, parametrische Verstärker etc., sondern auch für analoge und digitale Schaltanwendungen (Josephson-Sampler, logische Gates). Dort ist der zum (asymptotisch) chaotischen Verhalten analoge transiente Effekt als "punchthrough" zu beobachten, bei dem das System seine Anfangsbedingungen "vergißt" und unkontrollierte Schaltvorgänge ausführt (vgl.V85).

Von Kautz (K83, KM85) wurde die Darstellung chaotischer Bereiche beim Josephsoneffekt in der β_c-ξ_1-Ebene eingeführt, um die bei RCSJ-Simulationen ermittelten Ergebnisse zusammenzustellen. Eine entsprechende Auswertung soll hier für die bekannten experimentellen Daten vorgenommen werden. Es ist allerdings nicht immer möglich, eindeutige RCSJ-Parameter aus den Daten zu ermitteln, wenn der Subgapwiderstand R_s viel größer als der asymtotische Widerstand R_q ist. In einfachen Grenzfällen (so für Bild 4.4) ist es möglich, R_q in das RCSJ-Modell einzusetzen; dies gilt insbesondere für überbrückte Tunnelkontakte (DDB85, CCDP85) und für Kontakte mit Halbleiterbarriere (ON84), die nur schwache Hysterese zeigen. Unter bestimmten Bedingungen (kleine Hochfrequenzamplitude und ausgeprägte Subgapstruktur) kann es sinnvoll sein, das RCSJ-Modell mit R_s auszuwerten. Unter diesen Vorbehalten wurden die verfügbaren Daten in Bild 5.1 zusammengestellt; soweit bekannt, wird angegeben, ob der Subgapwiderstand R_s oder der asymptotische Widerstand R_q für die Auswertung der Parameter herangezogen wurde.

Unabhängig von dieser Problematik kann das Verhältnis ξ_1/ξ_{p1} bestimmt werden, da es nicht von R abhängt:

$$\frac{\xi_1}{\xi_{p1}} = \xi_1 \beta_c^{1/2} = \nu_1 \left(\frac{2\pi \Phi_o C}{I_m}\right)^{1/2} \qquad (5.1)$$

Gemeinsam für alle Daten aus Bild 5.1 ist, daß für $\xi_1/\xi_{p1} \geq 2$ kein chaotisches Verhalten berichtet wird; dies ist in Übereinstimmung mit Gl.(4.3.4b) und mit den Simulationsergebnissen von Kautz und Monaco (Bild 5.2). Auch für den Grenzfall $\beta_c \ll 1$ wird kein Chaos

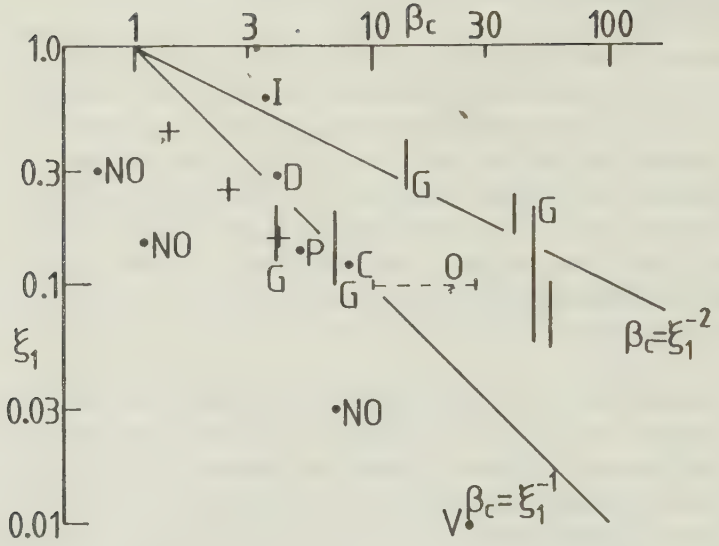


Bild 5.1 Experimentell beobachteter chaotischer Parameterbereich β_c: McCumber-Parameter, ξ_1: normierte Frequenz. Die Linien $\beta_c=\xi_1^{-2}$ (dort ist ξ_1 gleich der Plasmafrequenz) und $\beta_c=\xi_1^{-1}$ sind zur Orientierung eingezeichnet. Es wird angegeben, welcher Widerstandswert (Subgapwiderstand R_s oder asymptotischer Wert R_q) für die Auswertung der Parameter verwendet wurden.

	Zitat		
NO	NO84, ON84	$R_q \approx R_s$	
I	IHTW85	R_q	
D	DDB85	$R_q \approx R_s$	
G	GZKKO84	R_q	(vertikale Linien)
O	OHG80	R_q	(Fehlerbalken)
C	CCDP85	R_s	
V	V85	R_s	
+	diese Arbeit	R_q	
P	PSDM80	$R_q \approx R_s$	

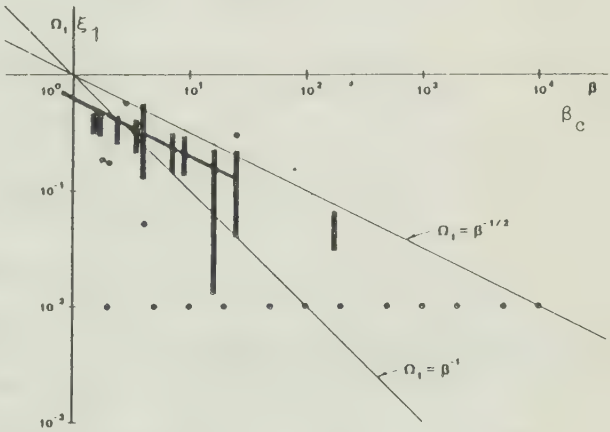
berichtet. Die in dieser Arbeit berichten Daten (+ in Bild 5.1) zeigen insbesondere den Übergang vom regulären zum fraktalen Verhalten, wenn β_c von 1.4 auf 4 erhöht wird.

Nach Vanneste et al. (VC85, V85) ist die niederfrequente Grenze des chaotischen Bereiches bei

$$\beta_c \xi_1 \simeq 0.2 \qquad (5.2)$$

anzusetzten. Auch dies steht in Übereinstimmung mit Bild 5.1. Somit bestätigen sich die Voraussagen des RCSJ-Modells; der chaotische Bereich kann über weite Gebiete mit experimentellen Daten belegt werden. Es besteht Übereinstimmung auch zwischen dem Experiment und der Simulation (vgl.Bild 5.1 und 5.2).

Bild 5.2
Simulationsexperimente von Kautz und Monaco (KM85). Für $\beta_c \geq 1\text{-}2\ \xi_1^{-2}$ werden keine chaotischen Bereiche beobachtet. Dies steht in Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten und der theoretischen Abschätzung (Gl.4.3.4).



Zitate

ABO84 A.Aiello, A.Barone, and G.A.Ovsyannikov
Phys.Rev. B30, 456 (1984)

AGS84 N.B.Abraham, J.P.Gollub, and H.L.Swinney
Physica 11D, 252 (1984)

AH69 V.Ambegokar and B.I Halperin
Phys.Rev.Lett. 22, 1364 (1969)

AJL1'84 P.Alstrøm, M.Høgh Jensen, and M.T.Levinsen
in: Proceedings of the 17th International Conference on
Lowe Temperature Physics, eds. U.Eckern, A.Schmid, W.Weber
and H.Wühl (North Holland, Amsterdam, 1984), p.1133

AJL2'84 P.Alstrøm, M.Høgh Jensen, and M.T.Levinsen
Phys.Lett.103A, 171 (1984)

AL85 P.Alstrøm and M.T.Levinsen
Phys.Rev. B31, 2753 (1985)

BBJC84 Per Bak, Tomas Bohr, M.Høgh Jensen, and P.Votmann Christia
Solid State Comm. 51, 231 (1984)

BBSI81 E.Ben-Jacob, Y.Braiman, and R.Shainsky, and Y.Imry
Appl.Phys.Lett. 38, 822 (1981)

BGIF82 E.Ben-Jacob, I.Goldhirsch, Y.Imry, and S.Fishman
Phys.Rev.Lett 49, 1599 (1982)

BP82 A.Barone and G.Paternò
Physics and Applications of the Josephson Effect
John Wiley, New York (1982)

CCDP85 D.C.Cronemeyer, C.C.Chi, A.Davidson, and N.F.Pedersen
Phys.Rev. B31, 2667 (1985)

CV85 C.C.Chi and C.Vanneste
to be published in
Proceedings of the Int.Conference on SQUIDs 1985

DDB85 A.Davidson, B.Dueholm, and M.R.Beasley
to be published in Phys.Rev.Lett. (1985)

DT81 T.Van Duzer and C.W.Turner
Principles of Superconductive Devices and Circuits
Edward Arnold, London 1981)

F79 M.J.Feigenbaum
Phys.Lett. 74A, 375 (1979)

GKKO83 V.N.Gubankov, K.I. Konstantinyan, V.P.Koshelets, and
G.A.Ovsyannikov
IEEE Transactions on Magnetics 19, 637 (1983)

GZKKO84 V.N.Gubankov, S.L.Ziglin, K.I.Konstantinyan, V.P.Koshelets
i G.A.Ovsyannikov
ŽETF 86, 343 (1984) (Sov.Phys.JETP 59, 198 (1984))

GSSH86 R.Groß, W.Stöffler, H.Seifert and R.P.Hübener to be publish

HCP80 B.A.Huberman, J.P.Crutchfield, and N.H.Packard
Appl.Phys.Lett. 37, 750 (1980)

IHWT85 M.Iansiti, Qing Hu, R.M.Westerfeld, and M.Tinkham
Phys.Rev.Lett 55, 746 (1985)

JBB83 M.Høgh Jensen, Per Bak, and Tomas Bohr
Phys.Rev.Lett. 50, 1637 (1983)

JR81 W.Janssen: Streifenleiter. in:
C.Rint (ed.) : Handbuch für Hochfrequenz- und Elektrotechniker, Vol.5, Kap.VIII, p.543-596

K1'81 R.L.Kautz
J.Appl.Phys. 52, 3528 (1981)

K2'81 R.L.Kautz
J.Appl.Phys. 52, 6241 (1981)

K83 R.L.Kautz
IEEE Transactions on Magnetics 19, 465 (1983)

KKR84 J.A.Ketoja, J.Kurkijärvi, and R.K.Ritala
Phys.Lett. 105A, 425 (1984)

KM85 R.L.Kautz and R.Monaco
J.Appl.Phys. 57, 875 (1985)

KS85 M.J.Kajanto and M.M.Salomaa
Solid State Comm. 53, 99 (1985)

MCK83 R.F.Miracky, J.Clarke, and R.H.Koch
Phys.Rev.Lett. 50, 856 (1983)

N85 Ch.Nöldeke
Phys.Lett. 112A, 178 (1985)

NO84 C.R.Nasser and M.Octavio
in: Proceedings of the 17th International Conference on Low Temperature Physics; eds. U.Eckern, A.Schmid, W.Weber, and H.Wühl (North Holland, Amsterdam 1984), p.1129

NS85 Ch.Nöldeke and H.Seifert
Phys.Lett. 109A, 401 (1985)

O84 M.Octavio
Phys.Rev. B29, 1231 (1984)

OHG81 K.Okuyama, H.J.Hartfuß, and K.H.Gundlach
Journ. of Low Temp.Phys.44, 283 (1981)

ON84 M.Octavio and C.R.Nasser
Phys.Rev. B30, 1586 (1984)

PM80 Y.Pomeau and P.Manneville
Comm.Math.Phys. 74, 189 (1980)

PSDM80 N.F.Pedersen, O.H.Soerensen, B.Dueholm, and J.Mygind
Journ.of Low Temp.Phys. 38, 1 (1980)

R84 G.Reiner
Diplomarbeit Tübingen (unveröffentlicht)

S83 H.Seifert
Phys.Lett. 98A, 213 (1983)

S84 H.Seifert
Phys.Lett. 101A, 230 (1984)

SN84 H.Seifert and Ch.Nöldeke
in: Proceedings of the 17th International Conference on Low Temperature Physics, eds. U.Eckern, A.Schmid, W.Weber, and H.Wühl (North Holland, Amsterdam 1984), p. 1135

SY84 K.Sakai and Y.Yamaguchi
Phys.Rev. B30, 1219 (1984)

Sch84 H.G.Schuster
Deterministic Chaos
Physik-Verlag Weinheim,(1984)

V85 C.Vanneste, C.C.Chi, K.H.Brown, A.C.Callegari, M.M.Chen, J.H.Greiner, H.C.Jones, K.K.Kim, A.W.Kleinsasser, H.A.Notarys, G.Proto, R.H.Wang, and T.Yogi
Phys.Rev. B31, 4230(1985)

VC85 C.Vanneste and C.C.Chi
to be published in
Proceedings of the Int. Conference on SQUIDs (1985)

VCC85 C.Vanneste, C.C.Chi, and D.C.Cronemeyer
Phys.Rev. B32, 4796 (1985)

YHK84 W.J.Yeh, Da-Ren He, and Y.H.Kao
Phys.Rev.Lett. 52, 480 (1984)

YK82 W.J.Yeh and Y.H.Kao
Phys.Rev.Lett. 49, 1888 (1982)

YK83 W.J.Yeh and Y.H.Kao
Appl.Phys.Lett. 42, 299 (1983)

Lebenslauf

Persönliches

Christoph Nöldeke, geboren am 19.10.1956 in Pforzheim
Eltern: Erdmann und Eva Nöldeke geb. vom Ende
verheiratet seit 23.10.1982 mit Elisabetta Nöldeke geb. Bruzzone
deutsche Staatsangehörigkeit

Ausbildung

1963-1966 Grundschule in Neuenbürg/Enz
1966-1975 Gymnasium in Neuenbürg/Enz
Mai 1975 *Abitur*
Okt.1975 Aufnahme des Physikstudiums an der Universität Tübingen
Okt.1976-
Jan.1978 Zivildienst
April 1978 Weiterführung des Physikstudiums in Tübingen
Sept.1979 Vordiplom
April 1983 Diplom
Seit 1.5.1983 Anfertigung einer Dissertation zum Thema "Chaotisches Verhalten beim Josephsoneffekt" unter Anleitung von Prof.R.P.Hübener am Physikalischen Institut der Universität Tübingen

Stipendien und Beschäftigungen

April 1976 bis März 1983 Stipendiat der Studienstiftung des deutschen Volkes
1.8.1983 bis 31.3.1984 Mitarbeit am Projekt "Tieftemperatur-elektronenrastermikroskopie an supraleitenden Mikrobrücken" Az. I/37 230 der Stiftung Volkswagenwerk
seit 1.1.1984 halbtags wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut

Akademische Lehrer: M.Baumann, G.Dähn, W.Dittrich, A.Fässler, F.Gönnenwein, R.P.Hübener, E.Kasper, H.Krüger, G.Mack, G.Möllenstedt, H.Stumpf, F.Wahl, K.Wildermuth, H.Sohr, R.Speidel, G.Staudt